

ORSAY
Série A
N° d'ordre : 836

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Gilbert SULTAN

Sujet de la Thèse : Etude de la post-décharge et de la recombinaison
d'un plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans de
l'hélium à haute pression.

Soutenue le 30 Septembre 1971 devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA

H.W. DRAWIN

} Examineurs

C. DEUTSCH

J.L. GODART Rapporteur

O R S A Y
Série A
N° d'ordre : 836

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Gilbert SULTAN

Sujet de la Thèse : Etude de la post-décharge et de la recombinaison
d'un plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans de
l'hélium à haute pression.

Soutenue le 30 Septembre 1971 devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA

H.W. DRAWIN

} Examineurs

C. DEUTSCH

J.L. GODART Rapporteur



Ce travail a été effectué à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, au Laboratoire de Physique des Plasmas.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur DELCROIX de m'avoir accueilli dans son Laboratoire, de m'avoir orienté vers cet intéressant sujet et de me faire l'honneur de présider le jury.

Ma reconnaissance va à Monsieur le Professeur QUEMADA qui a bien voulu accepter de faire partie de la Commission d'Examen.

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur DRAWIN pour ses nombreux conseils et les critiques et suggestions concernant le manuscrit de cette thèse en relation directe avec ses multiples travaux théoriques.

Que Monsieur DEUTSCH veuille bien trouver ici l'expression de mes remerciements pour sa participation au jury et ses remarques constructives,

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur GODART qui a dirigé effectivement ce travail et tous les membres de l'"Equipe Laser" pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée et pour toutes les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je remercie Madame CLAUDON et Madame DURAND pour le soin qu'elles ont mis à la frappe et au tirage de ce mémoire.

--:--:--

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>Introduction.</u>	
- <u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u> -	1
1 - <u>Position du problème.</u>	1
1.1 - Création des premiers électrons.	1
1.2 - Ionisation et chauffage.	2
1.3 - Expansion et recombinaison du plasma.	2
2 - <u>Phénomènes mis en jeu dans la post-décharge.</u>	3
2.1 - Recombinaison.	3
2.1.1 - Plasmas de faible densité.	3
2.1.2 - Plasmas de densité élevée.	3
2.1.3 - Plasmas faiblement ionisés et à température modérément élevée.	5
2.1.4 - Coefficient de recombinaison.	5
2.2 - <u>Expansion</u>	6
3 - <u>Dispositif expérimental.</u>	7
4 - <u>Conclusion.</u>	8
<u>Bibliographie.</u>	10
- <u>CHAPITRE 1 - ETUDE HYDRODYNAMIQUE DE LA POST-DECHARGE.</u>	11
1.1 - <u>Introduction.</u>	11
1.2 - <u>Mesure du diamètre du plasma.</u>	11
1.2.1 - Caméra électronique.	11
1.2.2 - Réflectomètre hyperfréquence.	12
1.2.2.1 - Principe de la méthode.	12
1.2.2.2 - Description du montage et méthode de mesure.	13
1.3 - <u>Discussion des résultats.</u>	16
1.3.1 - Phase d'expansion liée à l'onde de choc	16
1.3.2 - Phase d'expansion "hydrodynamique" à énergie constante.	18
1.3.2.1 - Equations.	18
1.3.2.2 - Etude de la vitesse et de la température.	21
1.3.2.3 - Tableau de variation des différents paramètres.	23

	<u>Pages</u>
1.3.2.4 - Calcul approché de la période du mouvement.	24
1.3.2.5 - Intégration numérique de l'équa- tion du mouvement.	26
1.3.2.6 - Comparaison avec les résultats expérimentaux.	27
1.3.3 - Phase d'expansion "hydrodynamique" à énergie variable.	29
1.4 - <u>Conclusion.</u>	31
<u>Bibliographie.</u>	32
- <u>CHAPITRE 2 - DETERMINATION DES PARAMETRES DU PLASMA.</u>	
<u>ETUDE DE L'ETAT D'EQUILIBRE.</u>	33
2.1 - <u>Détermination du profil des raies.</u>	33
2.1.1 - Montages employés.	33
2.1.1.1 - Méthode du tambour tournant.	33
2.1.1.2 - Monochromateur.	34
2.1.1.3 - Analyseur optique multicanaux à bande spectrale variable.	35
2.1.2 - Profil des raies.	37
2.2 - <u>Détermination de la densité électronique.</u>	38
2.2.1 - Elargissement dû à l'effet Stark.	38
2.2.2 - Détermination de n_e à partir de l'effet Stark.	41
2.2.2.1 - Généralités.	41
2.2.2.2 - Détermination de la densité élec- tronique à partir de la raie $5875,6 \text{ \AA}$.	42
2.2.2.3 - Détermination de la densité à partir des raies HeI $\lambda = 5015 \text{ \AA}$ et HeII $\lambda = 4686 \text{ \AA}$.	42
2.2.2.4 - Remarques.	44
2.3 - <u>Equilibre thermodynamique local.</u>	44
2.3.1 - Plasma homogène et stationnaire.	44
2.3.2 - Plasma réel.	46
2.3.3 - Conclusion.	47
2.3.4 - Etude des écarts à l'E.T.L.	48

	<u>Pages</u>
2.4 - <u>Détermination de la température.</u>	48
2.4.1 - Généralités.	48
2.4.2 - Comparaison de l'intensité de deux raies de HeI.	48
2.4.3 - Rapport de l'intensité d'une raie à son continu sur une bande de 100 Å de large centrée sur la raie.	50
2.4.4 - Comparaison de l'intensité de deux raies correspondant à des états d'ionisation différents.	50
2.5 - <u>Détermination de la densité des atomes dans l'état fondamental $n(1)$, de la densité des ions He^+ et He^{++} et de la pression moyenne du plasma.</u>	55
2.5.1 - Population des atomes dans l'état fondamental $n(1)$.	55
2.5.2 - Densité des ions une fois et deux fois ionisés.	55
2.5.3 - Pression moyenne du plasma.	56
<u>Bibliographie.</u>	57
- <u>CHAPITRE 3 - RECOMBINAISON COLLISIONNELLE AVEC LES ELECTRONS ET LES NEUTRES.</u>	58
3.1 - <u>Introduction.</u>	58
3.2 - <u>Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les électrons.</u>	60
3.2.1 - Théorie collisions binaires-chocs proches	61
3.2.2 - Théories collisions binaires-chocs lointains.	66
3.2.2.1 - Théorie de Gurevich-Pitaevski ($kT \ll E_I$).	67
3.2.2.2 - Théorie de Belyaev et Budker ($kT \gg E_I$).	71
3.2.2.3 - Théorie d'Abramov et Smirnov.	72
3.3 - <u>Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les atomes.</u>	77
3.3.1 - Théorie binaire chocs proches (Bates et Khare).	77

	<u>Pages</u>
3.3.2 - Théorie binaire chocs lointains (Pitaevski).	81
3.4 - <u>Théorie radiativo-collisionnelle : influence simultanée des collisions électroniques et des collisions atome-atome (théorie de Drawin).</u>	83
3.4.1 - Remarques générales.	83
3.4.2 - Théorie.	83
<u>Bibliographie.</u>	87
- <u>CHAPITRE 4 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON DU PLASMA.</u>	88
4.1 - <u>Détermination expérimentale des coefficients de recombinaison.</u>	88
4.1.1 - Coefficient de recombinaison apparent $\bar{\gamma}_A$.	88
4.1.2 - Coefficient d'expansion $\bar{\gamma}_E$.	89
4.1.3 - Coefficient de recombinaison réel $\bar{\gamma}_R$.	90
4.2 - <u>Comparaisons des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques.</u>	91
4.2.1 - Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les électrons ($\text{He}^+ - e - e$).	91
4.2.1.1 - Théorie de Bates, Kingston et Mc Whirter.	91
4.2.1.2 - Théorie d'Abramov et Smirnov.	93
4.2.1.3 - Théorie de Drawin et Emard.	93
4.2.2 - Recombinaison collisionnelle avec les atomes ($\text{He}^+ - e - \text{He}$).	95
4.2.3 - Recombinaison dissociative.	98
4.3 - <u>Equations.</u>	99
4.4 - <u>Etude de la température.</u>	101
4.4.1 - Temps d'équipartition de la température.	101
4.4.1.1 - Equipartition des électrons et des ions.	101
4.4.1.2 - Equipartition entre atomes et particules chargés.	103
4.4.2 - Equation de la température.	105
4.5 - <u>Solutions analytiques approchées du système d'équations.</u>	106

	<u>Pages</u>
4.5.1 - Equations.	106
4.5.2 - Pénétration des particules neutres à l'intérieur du plasma.	107
4.5.3 - Gradient de n_e . Vitesse de diffusion.	111
4.5.3.1 - Diffusion ambipolaire.	111
4.5.3.2 - Vitesse de diffusion des particules chargées.	112
4.5.3.3 - Une détermination expérimentale de $n_e(r)$.	112
4.5.4 - Gradient de température.	112
4.6 - <u>Solution numérique du système d'équations.</u>	113
4.7 - <u>Coefficients de recombinaison.</u>	115
<u>Conclusion.</u>	116
<u>Bibliographie.</u>	117
<u>Principaux symboles utilisés.</u>	118
- <u>APPENDICE - SECTIONS EFFICACES DE DRAWIN POUR L'HELIUM.</u>	120

INTRODUCTION

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - Position du problème

Lorsqu'on focalise, à l'aide d'une lentille de courte distance focale (2 à 3 cm), le faisceau lumineux émis par un laser déclenché (puissance ≈ 100 MW - durée de l'impulsion : 30 nanosecondes) dans un gaz à une pression supérieure à quelques centaines de Torr, on observe au foyer de la lentille, un éclair lumineux qui constitue l'effet visible du phénomène de décharge dans les gaz produits par l'onde électromagnétique lumineuse.

Cette boule lumineuse produite pendant l'interaction du gaz avec le rayonnement laser évolue ensuite suivant ses propres lois qui sont celles qui régissent les plasmas entourés de gaz neutre et sans contact avec des parois solides.

Les phases importantes de l'étude de ce type de plasma sont les suivantes :

- création des premiers électrons,
- ionisation et chauffage suivis d'une onde de choc qui accroît le volume puis s'en détache en réchauffant le milieu aval,
- post-décharge comprenant les études de l'hydrodynamique et de la recombinaison.

1.1 - Création des premiers électrons

Les mécanismes classiques de photoionisation directe ou par effet de champ sont inefficaces car, d'une part, les photons incidents ont une énergie trop faible (rubis 1,78 eV, Néodyme 1,17 eV) comparée à l'énergie d'excitation des premiers niveaux des atomes (≈ 20 eV), d'autre part, le champ électrique de l'onde qui est de l'ordre de 10^6 à 10^7 V/cm est nettement insuffisant pour arracher un électron à un atome (champ nécessaire de l'ordre de 10^9 V/cm).

La théorie de l'ionisation par champ haute fréquence n'est pas en mesure non plus d'expliquer la création des premiers électrons. Elle implique la nécessité d'avoir au départ des particules chargées que l'on suppose généralement d'origine cosmique. Dans les temps et les volumes considérés dans les plasmas de laser les probabilités pour avoir de tels événements sont quasi-nulles.

Seule la théorie d'ionisation multiphotonique [1] que nous vérifions dans notre laboratoire avec des résultats encourageants [2] semble donner une explication satisfaisante des phénomènes.

1.2 - Ionisation et chauffage

Parallèlement au mécanisme précédent, un autre effet se produit sous l'influence du rayonnement et qui est une extension de l'ionisation haute fréquence aux fréquences lumineuses. C'est le mécanisme de chauffage des électrons par bremsstrahlung inverse et d'ionisation par collisions avec les atomes du gaz. Il se produit un effet d'avalanche qui conduit très rapidement à l'ionisation totale du volume focal. A la fin de cette phase qui dure de 10 à 20 ns, le plasma est très dense (10^{19} à 10^{20} électrons par cm^3) et très chaud (≈ 100 eV). Cette phase a été étudiée de manière satisfaisante [3].

A ce stade la pression du plasma est très élevée comparée à la pression antagoniste, le début de l'expansion est gouverné par une onde de détonation forte [4]. Puis cette onde s'amortit et se détache du plasma au bout d'une microseconde.

1.3 - Expansion et recombinaison du plasma

Plusieurs auteurs ont étudié le plasma pendant des temps inférieurs à quelques centaines de nanosecondes. A notre connaissance, seules deux ou trois équipes de chercheurs ont effectué des études jusqu'à $t = 2$ à $3 \mu\text{s}$ [5] [6].

Nous avons étudié un plasma créé dans l'hélium à partir de $t = 1 \mu\text{s}$ après sa formation jusqu'à sa disparition.

L'intérêt et l'originalité de l'étude de la recombinaison dans les plasmas créés par lasers, où les densités électroniques et les températures sont très élevées, vient du fait que les multiples théories existantes, qui ne sont vérifiées que pour des plasmas de faible densité ou de faible température, donnent des résultats très différents les uns des autres dans les conditions expérimentales où nous nous trouvons.

Les travaux concernant la recombinaison dans les gammes de densité et de température que nous obtenons sont pratiquement inexistants.

2 - Phénomènes mis en jeu dans la post-décharge

2.1 - Recombinaison

L'étude de la recombinaison d'un plasma de laser après une microseconde fait appel à divers mécanismes du fait des distributions spatiales de la densité électronique n_e et de la température T . Dans les conditions de l'expérience n_e varie de $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ à la périphérie du plasma à environ 10^{18} cm^{-3} au coeur du plasma et T varie de quelques centaines de degrés K à quelques millions de degrés. Ces paramètres varient au cours du temps et les mesures en donnent une valeur que nous prendrons égales aux valeurs moyennes $\bar{n}_e(t)$ et $\bar{T}(t)$.

Il faut donc envisager les processus suivants :

2.1.1 - Plasmas de faible densité

Un électron libre arrive au voisinage d'un ion, il est attiré par l'ion et capté. Il tombe sur un niveau n en émettant un photon $h\nu$ selon la réaction suivante :



Puis cet électron va arriver au niveau fondamental par transitions spontanées successives en émettant des photons



Ce processus est la recombinaison radiative. Le coefficient de recombinaison correspondant ne dépend pas de la densité électronique à la seule condition que celle-ci soit faible. De plus il dépend faiblement de la température électronique : il varie en $T_e^{-1/2}$.

2.1.2 - Plasmas de densité élevée

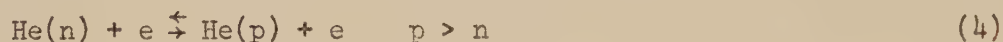
Deux électrons arrivent simultanément dans la sphère d'action d'un ion : un des deux électrons est capté sur un niveau n et il n'y a pas d'émission de photon car l'énergie supplémentaire cédée par

l'électron qui se recombine est prise par le 2ème électron sous forme d'énergie cinétique. On a :



A partir de ce stade il y aura des collisions inélastiques entre l'électron lié avec un autre électron libre ; l'électron capté subira des transitions entre les différents niveaux de l'atome : il peut alors être rejeté dans le continu, il y a réionisation, ou, arriver finalement au niveau fondamental de l'atome.

Les processus d'excitation ($\rightarrow$) ou de désexcitation ($\leftarrow$) collisionnelles s'écrivent :



La phase finale de la recombinaison est :



L'association de ces processus constitue la recombinaison collisionnelle avec les électrons. Le coefficient de recombinaison correspondant est à peu près proportionnel à la densité électronique et dépend fortement de la température électronique : il varie en $T_e^{-9/2}$.

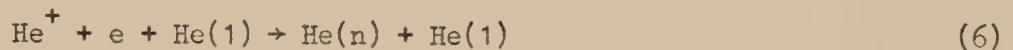
Il est évident que pour que ce type de recombinaison ait lieu, il faut une densité électronique très élevée de sorte que la fréquence des collisions inélastiques ou superélastiques soit bien plus grande que la fréquence de désexcitation spontanée.

Aussi, le plus souvent, la densité électronique n'étant pas en général suffisamment élevée pour imposer des transitions uniquement collisionnelles, l'électron peut retomber spontanément au niveau fondamental en émettant des photons.

On dit qu'il se produit, suivant la terminologie de Bates, Kingston et Mac Whirter, une recombinaison radiativo-collisionnelle.

2.1.3 - Plasmas faiblement ionisés et à température modérément élevée

Lorsque la densité des atomes neutres est suffisamment élevée pour que la fréquence des collisions entre particules chargées et particules neutres soit supérieure à la fréquence de collisions entre particules chargées, il intervient un 3ème mécanisme : la recombinaison collisionnelle avec les atomes



L'énergie cédée lors de la recombinaison est prise par l'atome neutre. L'atome se désexcite ensuite par collision avec une particule neutre



Cette recombinaison intervient principalement sur une coquille de bord du plasma où la densité des particules neutres est très élevée par rapport à la densité électronique.

2.1.4 - Coefficient de recombinaison

Nous supposons que les densités électronique et ionique sont égales $n_e = n_i^+$ ce qui revient à dire, comme nous le montrerons plus loin, que la densité des ions H_e^{++} est négligeable.

Pour tous les processus envisagés nous écrirons que la disparition des électrons par recombinaison qu'on écrira $(\frac{dn_e}{dt})_{\text{Rec}}$ est :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{Rec}} = - \gamma n_e^2 \quad (9)$$

γ est uniquement fonction de la température pour le cas 2.1.1.

γ est fonction de n_e et T pour le cas 2.1.2.

γ est fonction de n_a et T pour le cas 2.1.3 (n_a densité de neutres) avec

$n_a \gg n_e$
 γ s'exprime en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$

La recombinaison due aux ions moléculaires He_2^+ n'intervient pas (chapitre IV), les métastables sont détruits immédiatement du fait des très fortes densités en présence.

2.2 - Expansion

Dans la post-décharge et pour les temps qui nous intéressent, le plasma a une forme sphérique alors qu'au départ il a la forme d'un ellipsoïde. Cette hypothèse, prouvée par l'expérience (photographie à la caméra) est communément admise.

Nous admettrons l'existence d'une densité moyenne $\bar{n}_e(t)$ et d'une température moyenne $\bar{T}(t)$. Dans ce qui suit, on appellera rayon électronique (ou diamètre électronique) du plasma une dimension du plasma déterminée par la région de l'espace où la densité électronique est supérieure à $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Soit $R(t)$ le rayon hydrodynamique électronique de la boule de plasma.

La densité électronique moyenne $\bar{n}_e(t)$ est :

$$\bar{n}_e(t) = \frac{3 N_e(t)}{4\pi R^3(t)} \quad (10)$$

où $N_e(t)$ est le nombre d'électrons présents dans le plasma.

On peut écrire :

$$\frac{d\bar{n}_e}{dt} = \frac{3}{4\pi R^3} \frac{\partial N_e}{\partial t} - \frac{9 N_e}{4\pi R^4} \frac{\partial R}{\partial t} \quad (11)$$

soit :

$$\frac{d\bar{n}_e}{dt} = -\bar{\gamma}_A \bar{n}_e^2 \quad (12)$$

$\bar{\gamma}_A$ est le coefficient de recombinaison apparent

$\frac{\partial N_e}{\partial t}$ est la variation du nombre d'électrons en supposant le rayon R constant.

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = - \bar{\gamma}_R \bar{n}_e^2 \times \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (13)$$

$-\bar{\gamma}_R \bar{n}_e^2$ est le nombre de particules qui se recombinent par unité de volume.

$\bar{\gamma}_R$ est le coefficient de recombinaison réel que nous nous proposons de déterminer.

Posons d'autre part $\bar{\gamma}_E = \frac{1}{\bar{n}_e} \frac{3}{R} \frac{\partial R}{\partial t}$ qu'on appellera coefficient d'expansion. On aboutit à :

$$\bar{\gamma}_A = \bar{\gamma}_R + \bar{\gamma}_E \quad (14)$$

$\bar{\gamma}_E$ aura le même signe que $\frac{\partial R}{\partial t}$ (vitesse du bord du plasma).

Nous voyons, d'après cette formule, l'importance pour obtenir $\bar{\gamma}_R$ de déterminer $\bar{\gamma}_E$ avec une grande précision. Il est donc absolument nécessaire de connaître l'évolution du rayon du plasma : c'est ce qui sera étudié en premier lieu (chapitre I).

3 - Dispositif expérimental

Les figures 1 et 2 représentent le montage utilisé pour l'étude de la post-décharge. Il est constitué par :

- le laser lui-même qui est un laser déclenché délivrant une impulsion lumineuse de quelques joules pendant trente nanosecondes. Nous avons utilisé un laser à rubis au début de nos expériences (puissance 30 Mégawatts $\lambda = 6943 \text{ Å}$) puis un laser à verre dopé au néodyme (puissance 100 Mégawatts $\lambda = 1,06 \text{ microns}$);

- la chaîne de mesure de l'impulsion lumineuse incidente;
- l'enceinte pressurisée dans laquelle on produit la décharge;

- la chaîne de mesure de l'impulsion transmise;
- des chaînes de mesure transversales permettant de prendre des photographies du diamètre lumineux et de mesurer l'émission du plasma de décharge. Le rayon (ou diamètre) lumineux du plasma sera dé-

fini comme une dimension du plasma qui apparaît lorsque le plasma est photographié par une caméra rapide.

Un autre dispositif, dont on parlera plus loin, a été utilisé pour mesurer le diamètre électronique du plasma.

Les impulsions lumineuses incidente et transmise sont mesurées par des ensembles calorimètres et photodiodes à temps de réponse de l'ordre de $4 \cdot 10^{-10}$ s associés à des oscillographes de mêmes performances. On peut ainsi vérifier la reproductibilité des tirs laser. La figure 3 donne des exemples des signaux enregistrés.

4 - Conclusion

Les seuls travaux ayant trait à la recombinaison d'un plasma de laser créé dans l'hydrogène sont ceux de Litvak et Edwards [5]. Ces derniers ont étudié le plasma pour des temps inférieurs à 3 μ s. Les valeurs des coefficients de recombinaison ne diffèrent pratiquement pas lorsque la pression du gaz cible varie de 1 Atmosphère à 70 Atmosphères.

Ahmad, Gale et Key [6] ont mesuré $\bar{n}_e(t)$ pour $t \leq 2 \mu$ s et $\bar{T}(t)$ pour $t \leq 4 \mu$ s dans un plasma d'hélium à une pression de 4 Atmosphères.

La difficulté d'une étude de la recombinaison pour des temps supérieurs à 3 μ s provient du fait que les techniques de mesure de l'évolution du diamètre lumineux du plasma à l'aide d'une caméra électronique donnent des résultats pratiquement inexploitable pour les fortes pressions de remplissage.

Par ailleurs, les déterminations de la densité électronique et de la température par mesure des profils et de l'intensité des raies atomiques résolues dans le temps, nécessitent l'enregistrement d'un grand nombre de "tirs" laser pour effectuer, avec un photomultiplicateur, la résolution spectrale.

Il en découle des erreurs importantes à cause de la non reproductibilité des tirs laser.

L'avantage de l'étude que nous avons entreprise sur toutes les études antérieures réside dans les moyens expérimentaux mis en oeuvre (réflectomètre HF pour la détermination du diamètre électronique du plasma - analyseur multicanaux pour la détermination du profil des raies).

Ces moyens originaux, pour une telle étude, nous permettent d'étudier les phénomènes de claquage sur un seul tir jusqu'à des temps de l'ordre d'une dizaine de microsecondes dans les conditions les plus défavorables et de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes dans les cas les plus favorables.

BIBLIOGRAPHIE - INTRODUCTION

- [1] H.B. BEBB and A. GOLD. Phys. Rev. 143, 1-24 (1966).
- [2] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART et G. SULTAN. Appl. Phys. Letters, vol. 16, n° 4, 162 (1970).
- [3] Yu. P. RAIZER. Sov. Phys. Uspekhi 8, 650 (1966).
- [4] S.A. RAMSDEN and P. SAVIC. Nature, Lond. 203, 1217 (1964).
Yu. P. RAIZER. Sov. Phys. J.E.T.P. 21, 1009 (1965).
S.L. MANDEL'SHTAM, P.P. PASHININ, A.M. PROKHOROV, Y.P. RAIZER et
N.K. SUKHODREV. Sov. Phys. J.E.T.P. 22, 91 (1966).
A.J. ALCOCK, P.P. PASHININ et S.A. RAMSDEN. Phys. Rev. Lett. 17,
528 (1966).
J.W. DAIBER and H.M. THOMPSON. Phys. Fluids, 10, 1162 (1967).
- [5] M.M. LITVAK and D.F. EDWARDS. J. App. Phys. 37, 4462 (1966).
- [6] N. AHMAD, B.C. GALE and M.H. KEY. Proc. Roy. Soc. A 310, 231 (1969).

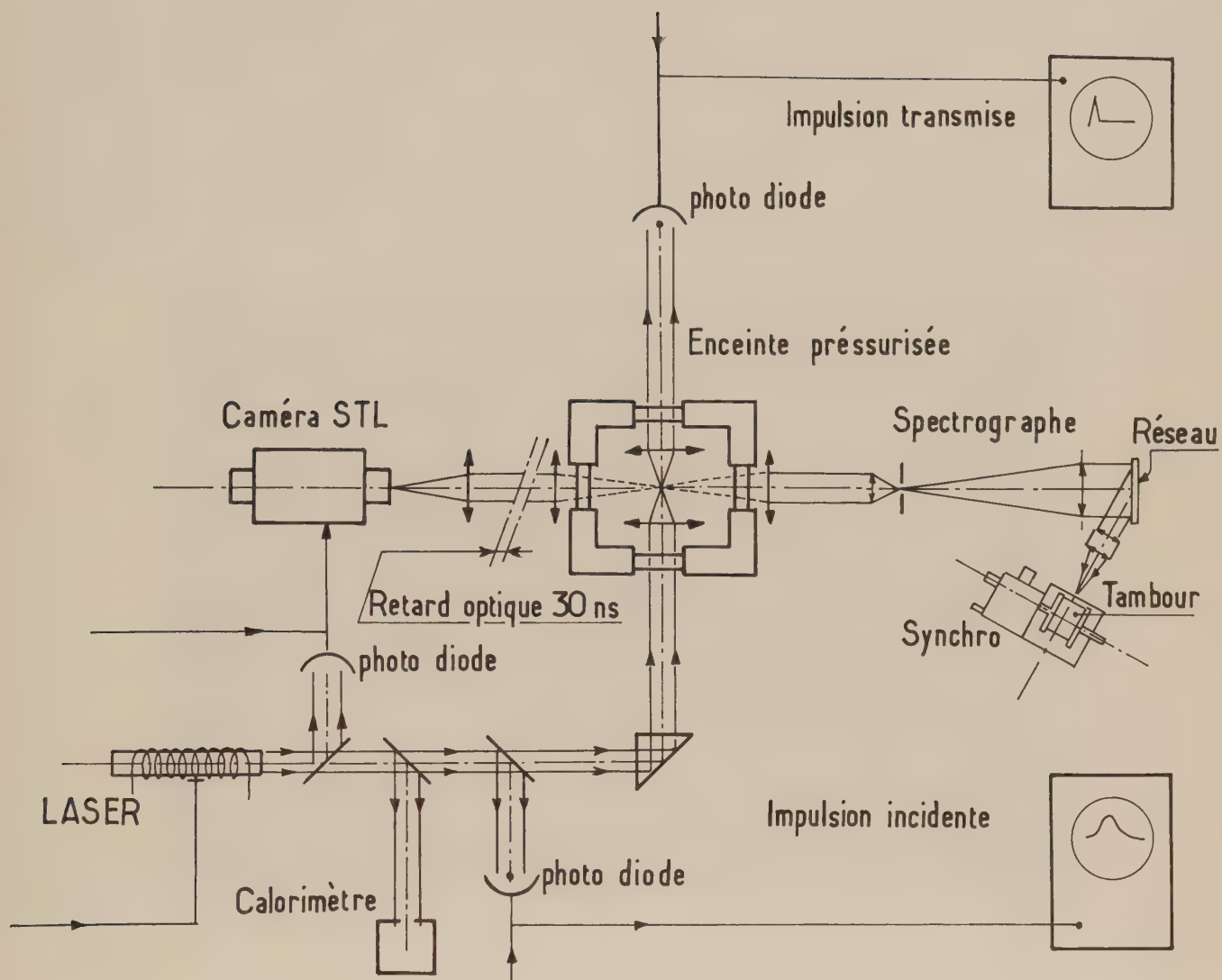


Fig. 1 - Schéma du dispositif expérimental

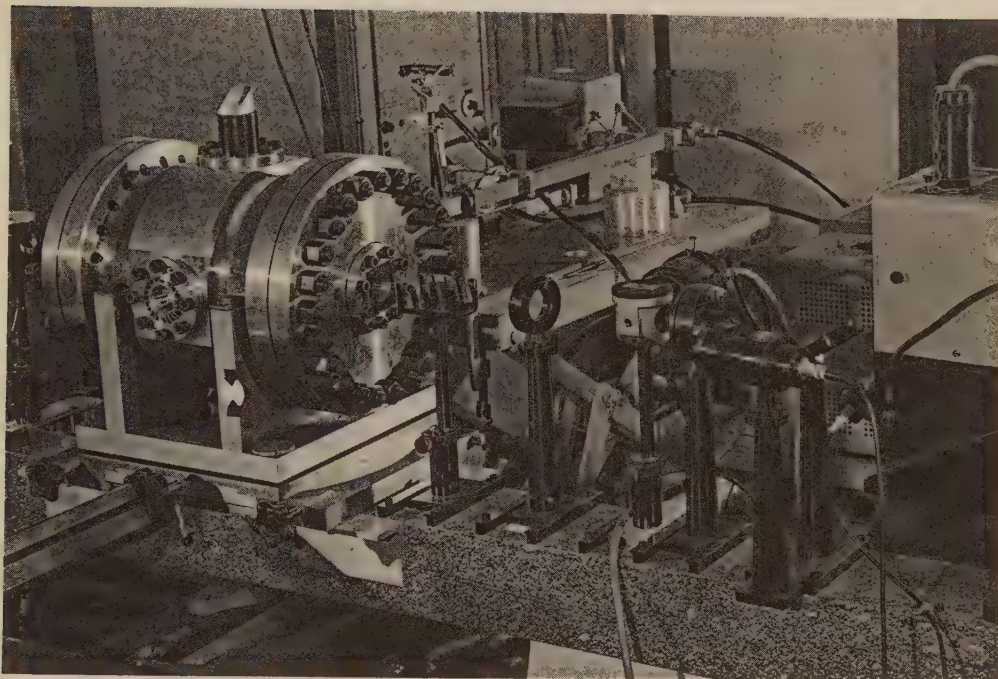
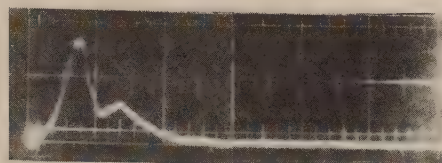
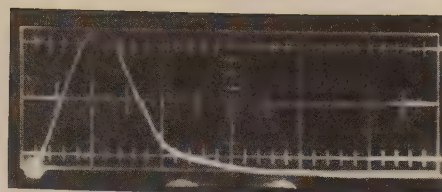
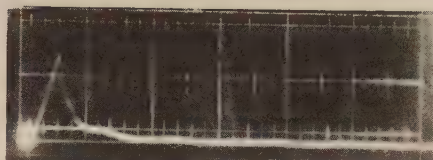
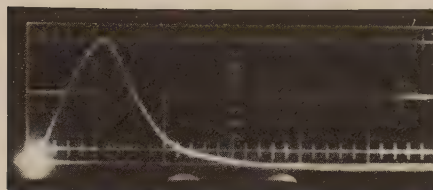


Fig. 2 - Photographie du montage expérimental



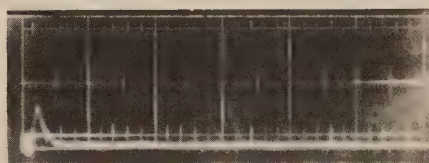
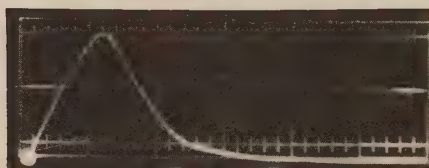
$P_o = 1 \text{ Atm.}$



$P_o = 5 \text{ Atm.}$



$P_o = 10 \text{ Atm.}$



$P_o = 20 \text{ Atm.}$

Echelles : Ordonnées 30 MW/div
Abscisses 20 ns/div

Fig. 3 - Enregistrement des puissances incidentes et transmises

CHAPITRE 1

ETUDE HYDRODYNAMIQUE DE LA POST-DECHARGE

1.1 - Introduction

Le plasma créé dans un gaz par focalisation d'un faisceau lumineux émis par un laser à haut flux (laser à rubis ou néodyme) présente une dynamique propre ; son expansion est fonction de l'énergie lumineuse absorbée et de la pression antagoniste à l'intérieur de l'enceinte.

Nous étudions dans ce chapitre l'évolution du plasma dans sa phase de post-décharge. Cette évolution sera un facteur essentiel dans l'étude de la recombinaison du plasma.

1.2 - Mesure du diamètre du plasma

1.2.1 - Caméra électronique

En utilisant la méthode de cinématographie à fente on mesure le diamètre du plasma et son évolution en formant l'image du plan méridien du plasma sur la photocathode d'une caméra électronique T.R.W. par l'intermédiaire d'une ligne à retard optique de 30 nanosecondes. Cette ligne est nécessaire du fait du retard au déclenchement de la caméra (20 ns).

Au début de l'expansion l'onde de choc est liée au plasma et entraîne une masse chaude. Les gradients de température et densité sont fort élevés à la frontière de la boule de plasma et la photographie correspondante donne une mesure correcte du diamètre électronique.

Par la suite l'onde de choc se détache de la masse du plasma. Les gradients de température et densité se modifient, le plasma étant plus chaud au coeur. Les mesures photographiques donnent alors une indication sur la région chaude (plus lumineuse) du plasma et non sur la région de densité élevée qui seule nous intéresse.

Quelle que soit la pression de remplissage de l'enceinte, on peut estimer que pour des temps de l'ordre de quelques microsecondes (1 à 4 μ s) c'est à dire pendant la phase d'expansion, la caméra nous indique un diamètre lumineux identique au diamètre électronique.

Pour des temps supérieurs à 4 microsecondes deux cas se présentent :

- pour des pressions faibles $p_0 \leq 2,5$ Atmosphères, le plasma évolue très peu, sa pression étant de l'ordre de la pression extérieure, il conserve des limites bien nettes et on peut pratiquement confondre rayons lumineux et électronique ;

- pour des pressions plus fortes, il se produit dans la couche de bord des phénomènes de diffusion des particules neutres du milieu extérieur vers le plasma, les limites du plasma ne sont plus bien définies au point de vue lumineux, le rayon lumineux ne correspond plus au rayon électronique.

La figure 1.1 montre l'aspect des rayons lumineux obtenus pour différentes pressions. Pour les pressions très fortes nous observons que la durée de vie du plasma est relativement courte et les photographies sont absolument inexploitable : on ne voit pratiquement plus rien après quelques microsecondes.

1.2.2 - Réfectomètre hyperfréquence

Il nous a fallu envisager un dispositif original qui permette d'obtenir un diamètre électronique pour des temps longs et des pressions élevées.

1.2.2.1 - Principe de la méthode

La méthode adoptée utilise le fait, qui résulte des observations à la caméra électronique, que la forme du plasma est celle d'un ellipsoïde de révolution très peu allongé qu'on peut, en première approximation, confondre avec une sphère.

Le diamètre maximum est d'environ 8 mm.

On sait que la fréquence plasma f_p est reliée à la densité électronique n_e par la relation :

$$f_p = 8979 \sqrt{n_e} \quad (1.1)$$

f_p en sec^{-1} et n_e en cm^{-3} .

Pour une densité donnée n_e une onde électromagnétique de fréquence f est réfléchiée par le plasma si la densité du plasma est telle que $f < f_p$.

Pour une onde de 8730 Mégacycles qui est la fréquence que l'on utilisera dans ce montage la densité de coupure se situe donc à environ $n_e = 3.10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

On se propose par cette méthode de mesurer le diamètre du plasma dans toute la région où sa densité électronique est supérieure à $3.10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Pour cette zone le plasma peut alors être assimilé à un obstacle métallique pour le guide d'ondes.

Le coefficient de réflexion du plasma pour cette onde dépend des dimensions du plasma et sa mesure est utilisable pour la mesure des dimensions.

L'onde réfléchie est mesurée par un dispositif utilisant essentiellement un coupleur directif à 3 décibels (équivalent à un T_e magique) et un ensemble récepteur (oscillateur local, mélangeur, amplificateur).

Le signal de sortie V de l'amplificateur est appliqué à un oscilloscope et enregistré par photographie.

Le principe de la mesure consiste à comparer le coefficient de réflexion du plasma à celui d'une sphère conductrice. Le système est étalonné avec des billes métalliques en mesurant le signal V en fonction du diamètre D.

La comparaison de cet étalonnage $V = V(D)$ avec l'enregistrement du signal en fonction du temps $V = V(t)$ permet de déduire le diamètre $D = D(t)$ de la sphère conductrice qui donne la même réflexion que le plasma.

Le plasma étant très sensiblement sphérique la mesure fournit en fait le diamètre D de cette sphère équivalente.

On notera enfin que les mesures sont faites à bas niveau d'énergie hyperfréquence et que l'onde électromagnétique ne perturbe pas le plasma.

1.2.2.2 - Description du montage et méthode de mesure

Le plasma est formé à l'intérieur d'un guide d'ondes rectangulaire bande X dans lequel on a pratiqué des ouvertures, à la coupure pour l'onde hyperfréquence, permettant la focalisation du faisceau laser (Fig. 1.2).

La section du guide dans laquelle s'effectue le claquage est placée à l'intérieur d'une enceinte qui peut être mise sous pression jusqu'à quelques centaines d'atmosphères. Ceci a nécessité la réalisation d'une section étanche assurant le passage sans réflexion de l'onde à travers le hublot de l'enceinte. La mesure portant sur l'onde réfléchie, l'adaptation de la ligne a été particulièrement soignée, c'est ce qui explique la présence de nombreuses sections d'adaptation.

Un coupleur directif 3 db prélève la partie de l'onde réfléchie qui servira à la mesure.

L'installation étant ainsi conçue, l'étalonnage avec des billes métalliques n'est possible qu'à l'extérieur de l'enceinte.

Lorsqu'on introduit le guide dans l'enceinte une légère désadaptation se produit et les valeurs de l'étalonnage avec billes ne sont pas directement utilisables pour l'expérience. Pour pallier à cet inconvénient, il a été nécessaire de placer dans la ligne une sonde située en dehors de l'enceinte donc en avant de la section de guide devant recevoir le plasma.

Le rôle de cette sonde est le suivant :

Au signal obtenu par des billes on fait correspondre un signal obtenu par enfoncement de la sonde.

Ensuite le guide est introduit dans l'enceinte, la désadaptation qui en résulte est compensée par les adaptateurs réglables placés de part et d'autre de la sonde. On effectue alors une deuxième mesure du signal obtenu par enfoncement de la sonde.

On peut montrer que le rapport du deuxième signal sonde au premier est identique au rapport d'un deuxième signal qui serait dû aux billes au premier signal obtenu par billes si la mesure par billes était possible à l'intérieur de l'enceinte.

On a alors :

$V_1(D)$ la valeur sur l'oscilloscope du signal obtenu par étalonnage, hors de l'enceinte lorsque le plasma est simulé par des billes de diamètre D .
 $V_2(x)$ le signal obtenu par enfoncement de la sonde d'une distance x . On en tire $D(x)$.

Soit $V_2'(x)$ le signal obtenu par enfoncement de la sonde lorsque la section du guide devant recevoir le plasma est placée dans l'enceinte. Du fait de la grande sensibilité du montage $V_2'(x) \neq V_2(x)$.

$$\text{On peut écrire : } \frac{V_2'(x)}{V_2(x)} = C_1 \cdot V_2'(x) \quad (1.2)$$

$V_1'(t)$ est le signal enregistré dû au plasma dans l'enceinte

$$V_1'(t) = C_1 V_1(t) \quad (1.3)$$

$$\text{et } V_1'(D) = C_1 V_1(D) \quad (1.4)$$

On peut alors trouver $D(t)$ (courbe d'étalonnage 1.2.a).

On enregistre ainsi l'évolution de D pour $n_e > 3.10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Les oscillogrammes de la figure 1.3.a montrent l'évolution du diamètre électronique du plasma pour les différentes pressions étudiées.

Nous montrerons que pour une énergie absorbée E_0 constante, il existe pour un gaz donné une pression critique P_c telle que :

- pour $P < P_c$ l'évolution du diamètre du plasma en fonction du temps est un mouvement oscillant amorti, la figure 1.3.b met en évidence les oscillations du plasma pour l'air où elles sont plus marquées et pour l'hélium.

- pour $P > P_c$, après avoir atteint un maximum le diamètre décroît régulièrement.

L'observation détaillée des oscillogrammes fait apparaître deux phases distinctes dans l'évolution du plasma : au début il se produit toujours une expansion à "front raide" puis après une brusque rupture de pente une évolution lente qui est soit amortie soit oscillante.

La présence d'oscillations est bien connue dans les phénomènes d'explosions sous-marines [1.1] mais elle n'a jamais été mise en évidence dans les phénomènes de claquage dans les gaz à haute pression.

1.3 - DISCUSSION DES RESULTATS

L'évolution du plasma est étudiée en considérant la phase d'expansion rapide que nous appelons phase d'expansion liée à l'onde de choc et la phase d'expansion lente que nous appelons phase hydrodynamique.

1.3.1 - Phase d'expansion liée à l'onde de choc

Le laser délivre pendant un temps très court une quantité d'énergie E dont une fraction est absorbée par le gaz, nous nous trouvons ainsi en présence des conditions types d'une "explosion forte" qui se caractérise par une brusque discontinuité des paramètres (pression, température) à la limite du volume de l'explosion (la boule de plasma) et du milieu extérieur.

La symétrie sphérique du plasma permet la comparaison de l'évolution expérimentale du rayon avec la loi d'évolution théorique calculée dans le cas simple d'une explosion à symétrie sphérique [1.2].

- Au début de l'expansion la pression P à l'intérieur du plasma est très supérieure à la pression antagoniste P_0 qui règne dans l'enceinte ce qui nous conduit à utiliser les résultats théoriques d'une explosion forte dans le vide ($P \gg P_0$).

La loi d'évolution du rayon est donnée par [1.2].

$$r = \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} \cdot t^{2/5} \quad (1.5)$$

avec E_0 énergie absorbée par le plasma.

ρ_0 masse volumique du milieu avant explosion.

Un tel mouvement est dit "semblable à lui-même".

Nous avons tracé sur les figures 1.4 l'évolution expérimentale du rayon pour une pression de remplissage P_0 de 5, 10 et 20 kg/cm² d'hélium, en prenant comme paramètre l'énergie absorbée E_0 . Les valeurs du début de l'expansion sont comparées avec les valeurs obtenues à partir de la relation (1.5) Les figures 1.5 et 1.6 traduisent la relation (1.5) qui est paramétrée soit en E_0 pour $P_0 = 10$ Atm, soit en P_0 pour $E_0 = 1$ J.

L'accord expérience-théorie est satisfaisant ; l'évolution du plasma est bien régie par un mécanisme de choc en ce qui concerne le début de son mouvement.

- Quelques instants après le début de l'expansion (quelques dixièmes de microsecondes) l'influence de la pression antagoniste P_0 commence à s'exercer ($P \gtrsim P_0$), P pression du plasma, il n'y a dans ce cas aucune formule simple permettant de déterminer l'évolution du rayon.

La théorie de l'explosion sphérique en présence de pression antagoniste [1.2] fournit un ensemble de valeurs qui sont fonction de deux grandeurs caractéristiques de l'explosion ; un rayon r_c et un temps t_c donnés par les relations :

$$r_c = \left(\frac{E_0}{P_0} \right)^{1/3} \quad (1.6)$$

$$t_c = E_0^{1/3} \cdot \rho_0^{1/2} P_0^{-5/6} = r_c \rho_0^{1/2} P_0^{-1/2} \quad (1.7)$$

Pour $E_0 \approx 1 \text{ J}$ $P_0 \approx 10 \text{ Atm}$ $\rho_0 = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \Rightarrow r_c \approx 1 \text{ cm}$ $t_c \approx 13,5 \text{ } \mu\text{s}$

Nous avons représenté sur la figure 1.7 les grandeurs $\frac{\hat{P}}{P_0}$ et $\frac{r}{r_c}$ en fonction de $\frac{t}{t_c}$. Cette figure nous permet pour une énergie absorbée E_0 donnée et une pression P_0 de connaître l'évolution du rayon $r = f(t)$; et la valeur de la pression du bord de l'explosion $\hat{P}$ (les paramètres T, P, ρ ont des profils en fonction de leur distance au centre de l'explosion).

Les figures 1.8a et 1.8b sont deux applications de la théorie et donnent $\frac{\hat{P}}{P_0}$ en fonction du temps pour des valeurs choisies de E_0 et P_0 compatibles avec les expériences.

La pression antagoniste a pour effet de ralentir l'expansion du plasma, ce ralentissement est apparent sur les courbes 5 et 6 des figures 1.5 et 1.6, la concordance valeurs théoriques, valeurs expérimentales nous permet d'avoir avec une bonne précision l'énergie absorbée par le plasma à l'instant initial (la pression P_0 étant mesurée exactement).

La pression $\hat{P}$ étant une fonction décroissante du temps, l'onde de choc, qui commande la dynamique du plasma, s'amortit et se "détache du plasma", ce résultat est confirmé par une rupture de pente dans les oscillogrammes $r = f(t)$, le temps d'amortissement t_a étant pour des pressions P_0 comprises entre 5 et 20 kg/cm² voisin d'une microseconde. Pour les temps $t > t_a$ l'évolution du plasma devient lente et est purement hydrodynamique.

Les courbes obtenues sont donc applicables à notre plasma pour les temps inférieurs à une microseconde, soit pour un temps réduit τ de l'ordre de 0,07 pour $P_0 = 10$ Atm. L'évolution du rayon est seule directement comparable aux valeurs expérimentales. En ce qui concerne la pression du plasma, la valeur moyenne $\bar{P}$ calculable à partir des paramètres $\bar{n}_e$ et $\bar{T}$ déterminés expérimentalement est différente de la pression $\hat{P}$ qui est la pression maximum à la limite du plasma et qui est plusieurs fois supérieure à $\bar{P}$.

Par exemple on trouve pour $t = 1 \mu s$

$$\frac{\hat{P}}{P_0} \approx 5 \text{ et } \frac{\bar{P}}{P_0} \approx 1 \text{ pour } P_0 \approx 10 \text{ Atm} \quad (1.8)$$

1.3.2 - Phase d'expansion "hydrodynamique" à énergie constante

Pour décrire correctement l'évolution du diamètre à des temps $t > t_a$ nous avons écrit les équations qui régissent le mouvement du plasma considéré comme un gaz neutre ce qui revient à négliger dans le terme de perte, le rayonnement.

1.3.2.1 - Equations

- Equation de conservation de l'énergie -

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \bar{M} v^2 + \frac{3}{2} N k T \right) = \text{Pertes} \quad (1.9)$$

L'énergie d'ionisation n'étant pas négligeable, cette équation est incomplète mais permet une approche soluble analytiquement.

avec : v vitesse du bord du plasma.

N nombre de particules contenues dans la sphère de plasma, les particules sont supposées avoir même température T .

$\bar{M}$ masse moyenne en mouvement. Si l'on suppose que la vitesse est linéaire et nulle au centre on obtient en calculant l'énergie cinétique

$$\int_0^r \frac{1}{2} u^2 dM, \bar{M} = \frac{3}{5} M \text{ où } M \text{ est la masse réelle en mouvement.}$$

- Equation du mouvement -

$$\bar{M} \frac{dv}{dt} = 4\pi r^2 (P - P_0) \quad (1.10)$$

avec : P pression du plasma $= nkT = (n_e + n_a + n_i^+ + n_i^{++})kT$
 P_0 pression antagoniste $= n_0 kT_0$
 $n_e, n_a, n_i^+, n_i^{++}$ densité des électrons, des neutres, des ions chargés 1 fois et des ions 2 fois ionisés à l'intérieur du plasma.
 n_0 densité des particules neutres de température T_0 à l'extérieur du plasma.

L'équation (1.9) peut s'intégrer et donne

$$\frac{1}{2} \bar{M} v^2 + \frac{3}{2} NkT + \int_{t_i}^t \text{Pertes.} dt = E_{0,i} \text{ soit}$$

$$\frac{1}{2} \bar{M} v^2 + \frac{3}{2} NkT = E_{0,i} - E(t, t_i) \quad (1.11)$$

où $E(t, t_i)$ représente le terme de perte de l'instant initial jusqu'au temps considéré.

$$E_{0,i} \text{ l'énergie initiale du plasma} = \frac{1}{2} \bar{M} v_i^2 + \frac{3}{2} NkT_i$$

Dans une première étude nous supposons :

$E_{0,i} - E(t, t_i) \approx E_0 = \text{constante}$. Les termes de perte consistent essentiellement en perte d'énergie par bremsstrahlung $P_B = 1,42 \cdot 10^{-27} n_e^2 T^{1/2} \text{ ergs/cm}^3 \cdot s$ et par rayonnement lors des transitions libre-lié et lié-lié
 $P_R \approx 10^{-21} n_e^2 T^{-1/2} \text{ ergs/cm}^3 \cdot s$

Le but que nous nous proposons d'atteindre dans ce paragraphe étant uniquement une étude hydrodynamique simple d'un gaz non ionisé, nous négligerons pour l'instant tous les termes de perte mentionnés ci-dessus ainsi que les pertes par conduction thermique sur lesquels nous reviendrons au dernier chapitre. Les équations (1.9) et (1.10) peuvent, compte tenu de $E(t, t_i) \sim 0$, s'écrire en variables adimensionnelles.

$$x'^2 + \frac{\pi}{\pi} y = x_o^3 \quad (1.12)$$

$$y = \frac{1}{\frac{\pi}{\pi}} (x x'' + x^3) \quad (1.13)$$

$$\text{avec } x = \frac{r}{r_i} ; y = \frac{\pi}{\pi_i} ; \frac{\pi}{\pi} = \frac{P_i}{P_o} ; x_o^3 = \frac{E_o}{2\pi P_o} \cdot \frac{1}{r_i^3} \quad (1.14)$$

les dérivées sont prises par rapport à un temps réduit $\tau = \sqrt{a r_i} \cdot t$ où $a = \frac{4\pi P_o}{\bar{M}}$. Les indices i se rapportent aux valeurs initiales des paramètres.

Le système des équations (1.12) et (1.13) conduit à la résolution de l'équation :

$$xx'' + x'^2 + x^3 = x_o^3 \quad (1.15)$$

$$\text{soit } x' = \frac{dx}{d\tau} = V = \frac{\pm \left[-\frac{2}{5} x^5 + x_o^3 x^2 - \frac{3}{5} x_1^5 \right]^{1/2}}{x} \quad (1.16)$$

$$\text{avec } V \text{ vitesse réduite} = \frac{1}{r_i (a r_i)^{1/2}} \cdot v$$

x_1^5 constante d'intégration $x_1^5 = \frac{5}{3} \left(\frac{\pi}{\pi} - \frac{2}{5} \right)$ on remarque que

$$x_1^5 > 0 \text{ car } P_i > P_o$$

La relation (1.16) n'a de sens que pour :

$$Z = -\frac{2}{5} x^5 + x_0^3 x^2 - \frac{3}{5} x_1^5 > 0 \quad (1.17)$$

L'étude de cette fonction fait apparaître qu'elle s'annule pour deux valeurs x_m et x_M et que $Z > 0$ pour $x_m < x < x_M$.

La relation (1.16) s'intègre pour donner la valeur de τ en fonction de x c'est à dire la loi d'évolution.

$$\tau = \pm \int_{x_m}^{x_M} \frac{x dx}{Z^{1/2}} \quad (1.18)$$

Remarque - On prendra la détermination positive pour x croissant, lorsque $x = x_M$ il ne peut que décroître, le temps ne pouvant qu'augmenter on prendra la détermination négative jusqu'à $x = x_m$. Le mouvement sera périodique.

1.3.2.2 - Etude de la vitesse et de la température

Une expression simple de la vitesse ne pouvant être obtenue, nous calculerons la valeur de la vitesse maximum.

L'expression (1.20) nous permet le calcul de l'accélération :

$$\Gamma = x = \frac{dV}{d\tau} = -\frac{3}{5} x^2 + \frac{3}{5} \frac{x_1^5}{x^3} \quad (1.19)$$

La vitesse est maximum pour $x = x_1$

$$\text{soit } V_M = (x_0^3 - x_1^3)^{1/2}$$

La température est donnée à partir de (1.13) et (1.19) :

$$y = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2}{5} x^3 + \frac{3}{5} \frac{x_1^5}{x^2} \right) \quad (1.20)$$

Sa valeur minimum est donnée pour $x = x_1$ et vaut

$$y_m = \frac{x_1^3}{2\pi} \quad (1.21)$$

On remarque que la température est minimum lorsque la vitesse est maximum, ce qui est normal, l'énergie étant conservée au cours du mouvement. La relation (1.12) permet de déterminer la température en fonction de la vitesse

$$y = \frac{1}{\tilde{\pi}} (x_0^3 - v^2) \quad (1.22)$$

La température est maximum pour $V = 0$

$$y_M = \frac{x_0^3}{\tilde{\pi}} \quad (1.23)$$

Ce résultat logique lorsque l'énergie est conservée se retrouvera expérimentalement pour le plasma réel.

Remarque 1 - Les expressions (1.16) et (1.20) conduisent aux expressions données par Dawson [1.3] en absence de pression antagoniste.

En exprimant à partir de (1.16) v^2 , v_i^2 pour $x = 1$ et x_1^5 en fonction de $\tilde{\pi}$ on obtient :

$$v^2 - v_i^2 = \tilde{\pi} (1 - x^{-2}) - \frac{2}{5} (x^3 - x^{-2}) \quad (1.24)$$

soit finalement pour la vitesse réelle lorsqu'on fait $P_0 = 0$

$$v^2 = v_i^2 + \frac{3NkT_i}{\bar{M}} \left(1 - \frac{r_i^2}{r^2}\right) \quad (1.25)$$

et pour la température, l'expression

$$y = \frac{1}{x^2} + \frac{2}{5\tilde{\pi}} \left(x^3 - \frac{1}{x^2}\right) \quad (1.26)$$

s'écrit pour $P_0 = 0$

$$T = T_i \left(\frac{r_i}{r} \right)^2 \quad (1.27)$$

Remarque 2 - Pour $nkT = n_0 kT_0$ la pression du plasma est égale à la contre pression extérieure, si l'on utilise la relation de conservation du nombre de particules $n_i r_i^3 = n r^3$, (n_i densité initiale des particules, n densité à l'instant t), on en déduit

$$\frac{n_i r_i^3}{r^3} T = n_0 T_0 \text{ et en introduisant } P_i = n_i k T_i$$

$$y = \frac{x^3}{\pi} \quad (1.28)$$

Si l'on identifie cette relation limite avec l'expression générale (1.20) l'on obtient $x = x_1$, à partir de là, le plasma continue d'évoluer avec une vitesse qui décroît, sa pression est alors inférieure à la pression extérieure comme le montre la formule :

$$P = P_0 \left(\frac{2}{5} + \frac{3}{5} \frac{x_1^5}{x^5} \right) \quad (1.29)$$

déduite de l'équation de conservation et de la relation (1.20).

1.3.2.3 - Tableau de variation des différents paramètres

Avant de calculer une valeur analytique de la période nous résumons les principaux résultats.

En comparant les différents paramètres et en nous basant sur les résultats de Dawson [1.3] qui montrent que l'énergie absorbée E_0 se répartie initialement en 3/4 d'énergie cinétique et 1/4 d'énergie potentielle.

$$\frac{3}{4} E_0 = \frac{1}{2} \bar{M} v_i^2 \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{4} E_0 = \frac{3}{2} N k T_i \quad (1.31)$$

On a $x_m < x_1 < x_0 < x_M$. D'où le tableau de variation pour une période.

x	0	x_m	x_1	x_0	x_M	$+\infty$
Z	-	0	+	0	-	
V		0	V_M	0		
T		T_M	T_m	T_M		

Pour la demi-période suivante x varie de x_M à x_m et V arrive à une valeur minimum $V_m = -V_M$, la température revient à T_m .

1.3.2.4 - Calcul approché de la période du mouvement

La période réduite est obtenue à partir de l'expression

(1.18)

$$\tau_T = 2 \int_{x_m}^{x_M} \frac{x dx}{Z^{1/2}} \quad (1.32)$$

Nous allons calculer les bornes x_m et x_M en faisant $Z = 0$ un calcul précis s'avérant peu pratique, par la suite nous donnons des valeurs approchées de ces 2 paramètres en considérant dans les calculs les ordres de grandeur des différents termes.

On trouve que :

$$\text{pour } x \text{ voisin de } x_m ; x_m \sim \left(\frac{3}{5} \frac{x_1^5}{x_0^3} \right)^{1/2} \quad (1.33)$$

$$\text{pour } x \text{ voisin de } x_M ; x_M \sim x_0 \left(\frac{5}{2} \right)^{1/3} \quad (1.34)$$

Un calcul analytique de la période étant impossible, nous la déterminerons en conservant les termes dominants de Z et en découpant la période en 3 intervalles tels que :

$$\tilde{T} = 2 \left[\int_{x_m}^{x_p} \frac{x dx}{(x_0^3 x^2 - \frac{3}{5} x_1^5)^{1/2}} + \int_{x_p}^{x_q} \frac{x dx}{(x_0^3 x^2)^{1/2}} + \int_{x_q}^{x_M} \frac{x dx}{(-\frac{2}{5} x^5 + x_0^3 x^2)^{1/2}} \right]$$

soit :

$$\tilde{T} = \frac{2}{x_0^{1/2}} \left[\left(\frac{x_p^2 - x_m^2}{x_0^2} \right)^{1/2} + \frac{x_q - x_p}{x_0} + \left(\frac{5}{2} \right)^{1/3} F(\zeta, \sin 75^\circ) \right] \quad (1.35)$$

où F est l'intégrale de Legendre de 1ère espèce

$$\zeta = \text{Arc cos } \frac{\sqrt{3} - 1 + U_q}{\sqrt{3} + 1 - U_q} \quad \text{avec} \quad U_q = \frac{x_q}{x_M}$$

L'évolution du rayon entre x_m et x_M sera obtenue par raccordement des 3 phases successives considérées.

Les valeurs x_p et x_q sont déterminées par comparaison des 3 termes de l'équation $Z = 0$, on obtient successivement :

$$\text{Pour la première phase } x = (x_0^3 \tau^2 + x_m^2)^{1/2} \quad \text{pour } x_m \leq x \leq x_p$$

Pour la seconde phase $x = x_0^{3/2} \tau + x_p$ $x_p \leq x \leq x_q$

Pour la troisième phase x est solution de :

$$f(\tau) = \int_{u_q}^u \frac{du}{\sqrt{1-u^3}} = \frac{1}{4\sqrt{3}} [F\{\zeta(u), \sin 75^\circ\}]_u^{u_q} \quad (1.36)$$

L'interversion des limites de l'intégration vient de la définition de F .

Lorsque les variables x et τ sont ramenées pour plus de commodité au rayon maximum r_M plus facile à mesurer que le rayon initial r_i , il vient :

$$1) \quad x = \sqrt{\frac{2}{5}} \tau^2 + x_m^2 \quad 2) \quad x = \sqrt{\frac{2}{5}} \tau + x_p \quad 3) \quad x = f(\tau)$$

L'onde de choc dans les mêmes conditions donne $x \approx \tau^{2/5}$.

1.3.2.5 - Intégration numérique de l'équation du mouvement

L'intégration numérique [1.4] de l'équation (1.15) a été faite dans les cas suivants :

1) Pour une pression P_0 fixée à 10 kg/cm^2 en prenant comme paramètre l'énergie initiale telle que : $0,1 \leq E \text{ joule} \leq 1$. Les résultats sont donnés sur la figure 1.9.

2) Pour une énergie E fixée à 1 Joule en prenant comme paramètre la pression de neutre telle que : $1 \leq P_0 \text{ kg/cm}^2 \leq 20$. Les résultats sont donnés sur la figure 1.10.

Les figures 1.11 et 1.12 donnent la variation du rayon maximum en fonction de P_0 et de l'énergie absorbée E_0 . Le calcul machine fait sans approximation vérifie la loi approchée que nous avons obtenue précédemment :

$$x_M = x_0 \left(\frac{5}{2}\right)^{1/3} = \frac{1}{r_i} \left(\frac{5}{2} \frac{E_0}{2\pi P_0}\right)^{1/3} \quad (1.37)$$

soit

$$r_M = \left(\frac{5E_0}{4\pi P_0}\right)^{1/3} \quad (1.38)$$

1.3.2.6 - Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux $r = f(t)$ peuvent être comparés avec les résultats théoriques obtenus par intégration numérique de l'équation (1.17), la comparaison se fera uniquement en fonction des paramètres E_0 et P_0 , car il nous est impossible de comparer les valeurs des rayons maximum, (l'énergie du plasma étant une variable dans les résultats expérimentaux alors qu'elle est considérée comme une constante dans la théorie).

- On constate expérimentalement sur l'ensemble des courbes que :

$$r_M = K \left(\frac{E_0}{P_0}\right)^{1/3}$$

On vérifie de suite qu'il y a bon accord avec la dépendance théorique calculée ci-dessus.

- La demie période du mouvement mesurée est bien fonction des paramètres E_0 , P_0 , ρ_0 comme prévu par la théorie, leur dépendance sur la valeur de la période est aussi en bon accord avec le calcul (la dépendance avec la masse volumique a été vérifiée avec des mesures effectuées dans l'air et dans l'hélium).

Remarque - Le sens de variation des paramètres E_0 , P_0 , ρ_0 sur la période peut être mis en évidence en faisant un calcul approché de la période. Pour cela nous comparons les termes de l'expression Z (voir formule (1.18)) en calculant leur ordre de grandeur, le calcul approché de la période se fera en ne considérant dans l'expression de Z que les termes dominants.

Nous avons :

$$Z = -\frac{2}{5} x^5 + x_0^3 x^2 - \frac{3}{5} x_1^5 = a + b + c$$

L'étude du rapport $\frac{a}{b} = \frac{4\pi P_0}{5E_0} r^3$ montre que, dans la gamme des pressions de 1 à 10 atmosphères et pour des énergies absorbées de l'ordre du Joule, la valeur de ce rapport est toujours nettement inférieure à l'unité (la valeur du rayon étant compatible avec les valeurs mesurées).

La comparaison des termes b et c montre par ailleurs que ces deux termes sont du même ordre de grandeur.

Compte tenu des ordres de grandeur relatifs de a, b, c, nous obtenons pour la période une forme simplifiée :

$$\frac{\gamma}{T} \sim \frac{2}{x_0^{1/2}} \left(\frac{x_M - x_m}{x_0} \right)$$

comme $x_m \ll x_M$ nous obtenons

$$\frac{\gamma}{T} \sim \frac{2}{x_0^{3/2}} x_M = \frac{2}{x_0^{1/2}} \left(\frac{5}{2} \right)^{1/3} \quad (1.39)$$

L'expression (1.18) prend alors la forme $T_r = \hat{T}(a r_i)^{-1/2}$

$$\text{soit} \quad T_r = 2 \left(\frac{5}{2} \right)^{1/3} \frac{(2\pi)^{1/6}}{\sqrt{4\pi}} \frac{(\bar{M})^{1/2}}{P_0^{1/3}} \frac{1}{E_0^{1/6}} \quad (1.40)$$

T_r est la période réelle.

Cette relation approchée peut s'écrire d'une façon plus explicite en considérant les résultats de Dawson concernant la répartition de l'énergie initiale :

$$\frac{3}{4} E_0 = \frac{1}{2} \bar{M} v_i^2 = \frac{1}{2} \rho_0 \frac{4}{3} \pi r_i^3 v_i^2 \quad (1.41)$$

L'expérience montrant que v_i ayant la même valeur quel que soit E_o , $v_i \approx 10^7$ cm/s, $\rho_o \cdot r_i^3$ est proportionnel à E_o , nous en déduisons que :

$$T_r \approx C^{te} \frac{\rho_o^{1/2} E_o^{1/3}}{P_o^{1/3}} \quad (1.42)$$

Cette formule approchée permet de prévoir le sens de variation de la période en fonction des grandeurs mesurables E_o , ρ_o , P_o , elle est en bon accord avec les résultats rigoureux donnés par calculs numériques et elle confirme les résultats expérimentaux obtenus dans l'hélium.

1.3.3 - Phase d'expansion "hydrodynamique" à énergie variable

L'énergie du plasma évoluant au cours de son mouvement, la relation simple (1.17) doit être modifiée pour tenir compte de la variation de l'énergie ; nous nous contenterons d'une explication qualitative des phénomènes observés puis nous chercherons l'énergie du plasma en intégrant l'équation suivante déduite de (1.15) :

$$r r'' + r'^2 + a r^3 = \frac{2E(t)}{M} = C(t) \quad (1.43)$$

Le terme d'énergie $E(t)$ se mettra sous la forme :

$$E(t) \neq \frac{1}{2} M v^2 + \frac{3}{2} N k T + N_e F_I \quad (1.44)$$

avec N_e nombre de particules ionisées

F_I énergie d'ionisation.

A l'instant t_M où r atteint la valeur maximum r_M nous avons : $v = 0$ et $r'' \sim 0$ car le maximum est toujours très plat et rend la valeur de r'' négligeable par rapport à la valeur des autres termes de l'équation (1.43), équation qui se réduit à :

$$C(t_M) = ar^3 \text{ soit } E(t_M) = 2\pi P_O r_M^3 \quad (1.45)$$

Cette relation se met finalement sous la forme :

$$P(t_M) = P_O - \frac{N E}{K} \quad (1.46)$$

$$K = 2\pi r_M^3$$

$P(t_M)$ pression du plasma

compte tenu de la valeur $E(t_M) = \frac{3}{2} NkT(t_M) + N_e E_i$.

Discussion -

Lorsque $t \geq t_M$ deux cas d'évolution du rayon du plasma sont alors possibles.

A - P_O grand ($P_O \gtrsim 10 \text{ kg/cm}^2$)

Dans ce cas la recombinaison est importante, comme le montre les résultats expérimentaux donnés au chapitre II et le terme d'énergie $C(t)$ varie d'une façon importante. L'accélération :

$$r'' = \frac{C}{r} - \frac{v^2}{r} - ar^2 \quad (1.47)$$

restera toujours négative. Le rayon du plasma décroît régulièrement et il n'y a pas d'oscillations marquées.

B - P_O faible ($P_O \lesssim 5 \text{ kg/cm}^2$)

La recombinaison est faible et $C(t)$ diminue très lentement. Une étude numérique de (1.47) montre que lorsque l'énergie décroît lentement l'accélération passe alternativement par des valeurs de signes contraires (le terme $\frac{v^2}{r}$ étant tantôt prépondérant tantôt négligeable), nous obtenons alors un mouvement oscillant amorti. Le plasma existe plus longtemps. L'expérience montre que le plasma a un temps de vie de l'ordre de 100 μs pour $P_O = 1 \text{ Atm}$ et 10 μs pour $P_O = 20 \text{ Atm}$.

La loi de variation de l'énergie du plasma étant liée à la loi d'expansion du plasma, nous pouvons à l'aide d'un programme machine calculer à chaque instant l'énergie du plasma, le résultat est donné pour deux pressions P_1 et P_2 (figure 1.13).

Au début du phénomène (phase de l'onde de choc) la perte d'énergie est essentiellement due au rayonnement et au travail effectué contre la pression extérieure. L'énergie diminue rapidement au début puis de plus en plus lentement lorsque la pression P_0 est de plus en plus faible (phase hydrodynamique).

1.4 - CONCLUSION

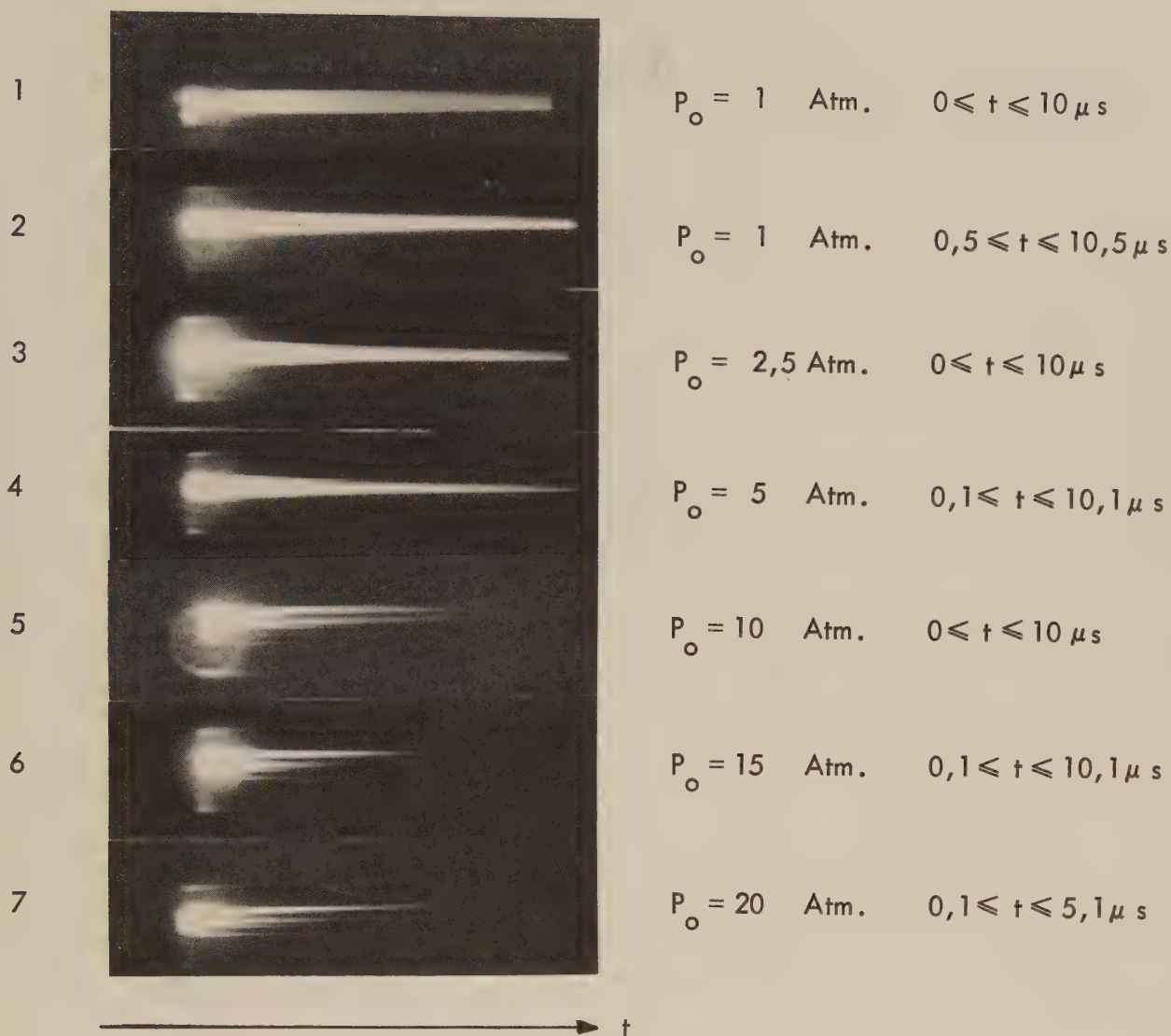
L'étude de l'évolution du rayon du plasma a mis en évidence l'existence de deux régimes propres, un régime d'expansion sous forme d'onde de choc pour $t \leq 1 \mu s$ et un régime hydrodynamique pour $t > 1 \mu s$, le rayon pouvant soit décroître régulièrement, soit avoir un mouvement oscillant amorti.

Compte tenu des difficultés d'avoir la valeur réelle de la variation de l'énergie du plasma en fonction du temps et des simplifications faites dans notre étude, il nous est impossible de déterminer analytiquement des critères sur l'existence des oscillations.

Les résultats obtenus dans ce chapitre sont fondamentaux pour la détermination du coefficient de recombinaison du plasma.

Bibliographie du Chapitre 1

- [1.1] L.E. HEUCKROTH and I.I. GLASS. Phys. Fluids, 11, 2095 (1968).
- [1.2] G.I. SEDOV. Similary and Dimensional Methods in Mechanics
Infosearch Ltd London, p. 152 et 210 (1959).
- [1.3] J.M. DAWSON. Phys. Fluids, 7, 981 (1964).
- [1.4] Programme ELVORA - G. CALLEDE.



Echelles : Ordonnée diamètre du plasma échelle 1/3
 Abscisse temps 5,5 cm représentent $10 \mu s$
 pour les photographies 1 à 6
 5,5 cm représentent $5 \mu s$
 pour la photographie 7.

Fig. 1.1 - Evolution du diamètre du plasma (caméra)
 pour différentes pressions P_0

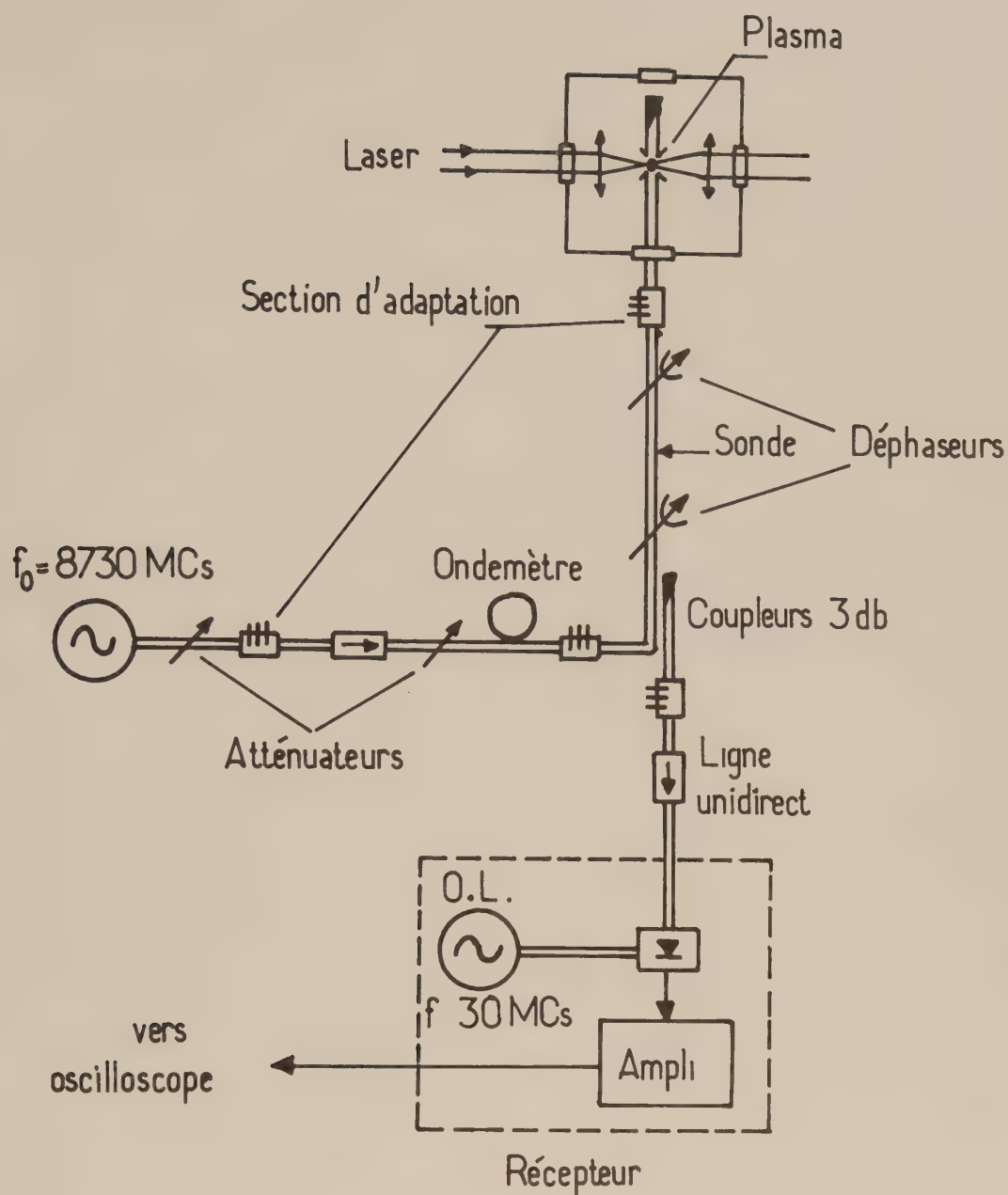


Fig.1.2 - Réflectomètre hyperfréquences .
schéma de principe .

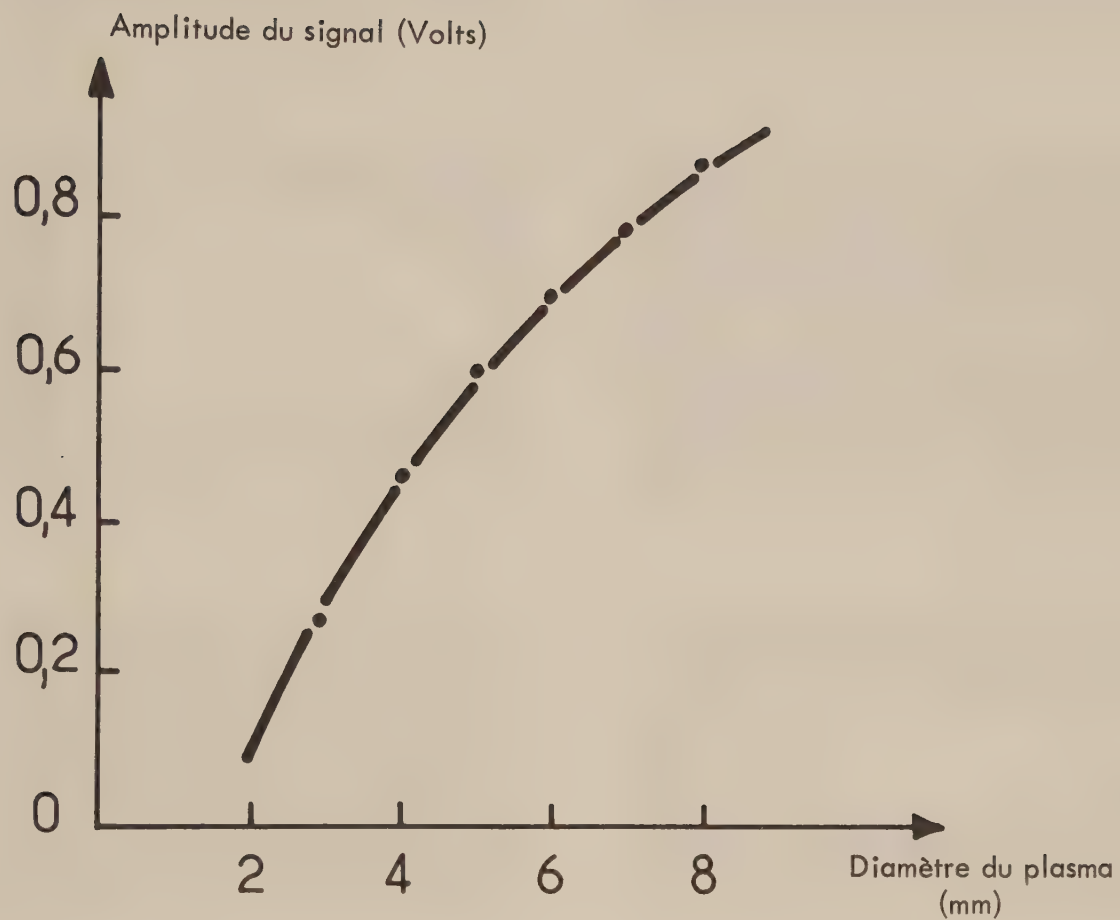
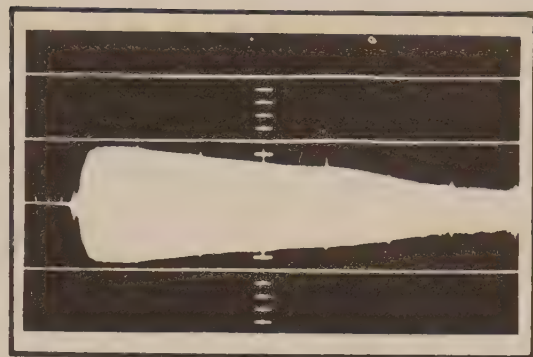


Fig. 1.2a - Courbe d'étalonnage donnant le diamètre du plasma en fonction de l'amplitude du signal détecté par la chaîne de mesure.



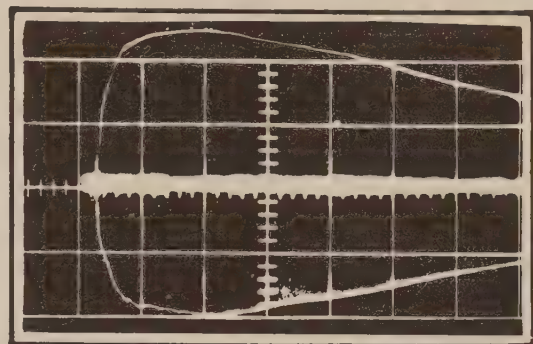
$P_O = 1,5 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 10 $\mu\text{s/div}$



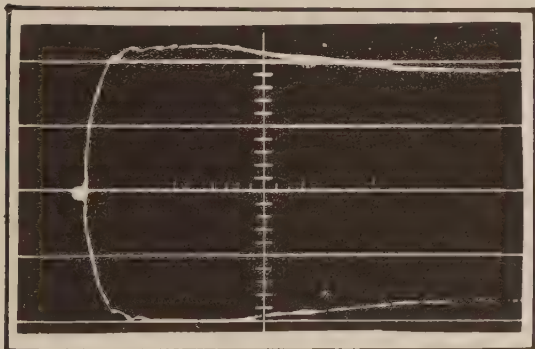
$P_O = 10 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 10 $\mu\text{s/div}$



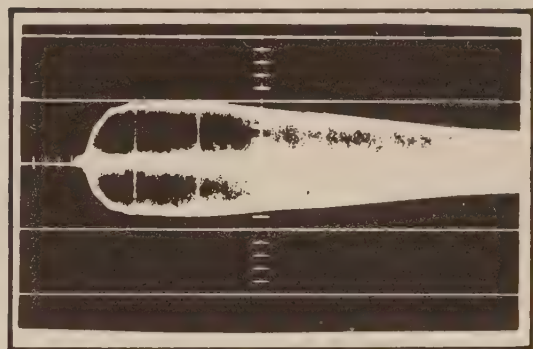
$P_O = 2,5 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 10 $\mu\text{s/div}$



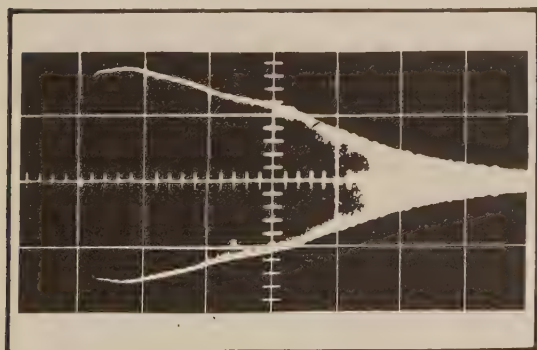
$P_O = 15 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 2 $\mu\text{s/div}$



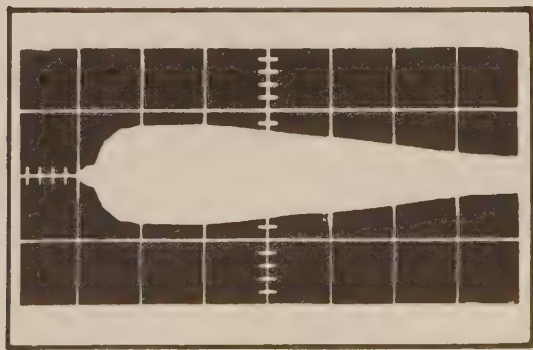
$P_O = 5 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 2 $\mu\text{s/div}$



$P_O = 15 \text{ Atm.}$ Ord : 0,5 V/div, Abs : 2 $\mu\text{s/div}$

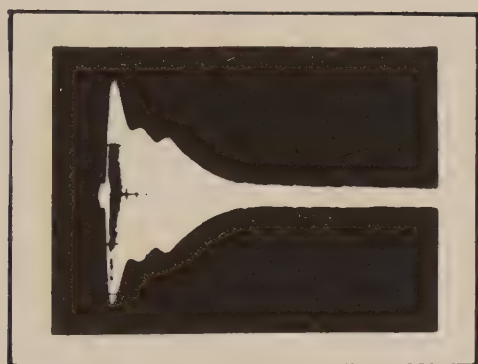


$P_O = 10 \text{ Atm.}$ Ord : 0,5 V/div, Abs : 5 $\mu\text{s/div}$



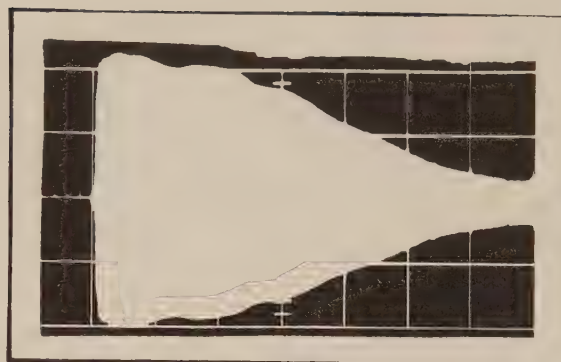
$P_O = 20 \text{ Atm.}$ Ord : 0,2 V/div, Abs : 2 $\mu\text{s/div}$

Fig. 1.3a - Oscillogrammes des expériences par réflectométrie permettant d'obtenir l'évolution du diamètre du plasma pour différentes pressions



Air

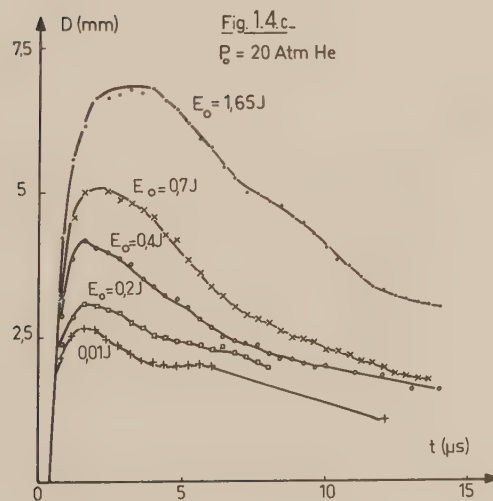
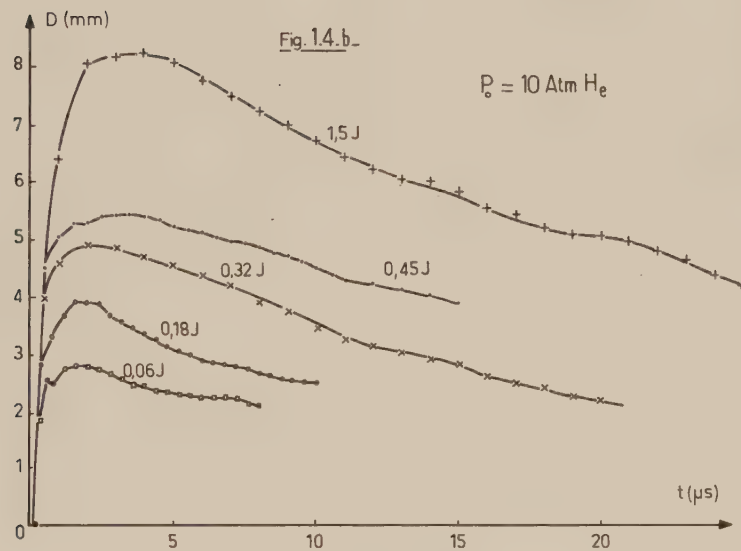
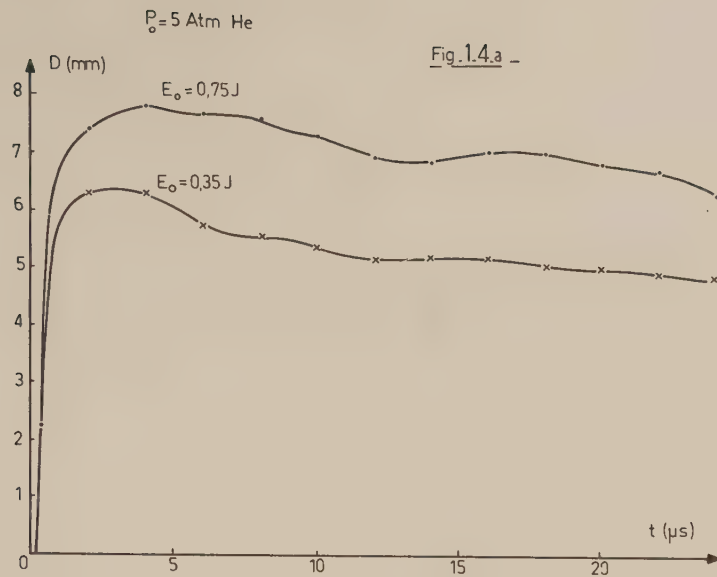
$P_O = 1 \text{ Atm. Ord} = 0,2 \text{ V/div, Abs} : 50 \mu\text{s/div}$



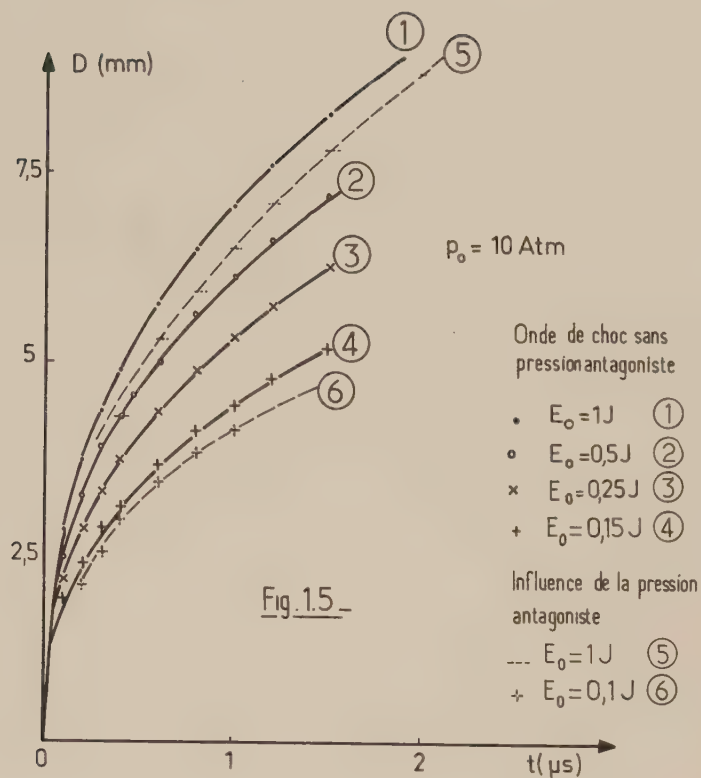
Hélium

$P_O = 2 \text{ Atm. Ord} = 0,2 \text{ V/div, Abs} = 10 \mu\text{s/div}$

Fig. 1.3b - Oscillogrammes des expériences par réflectométrie mettant en évidence les oscillations du diamètre du plasma



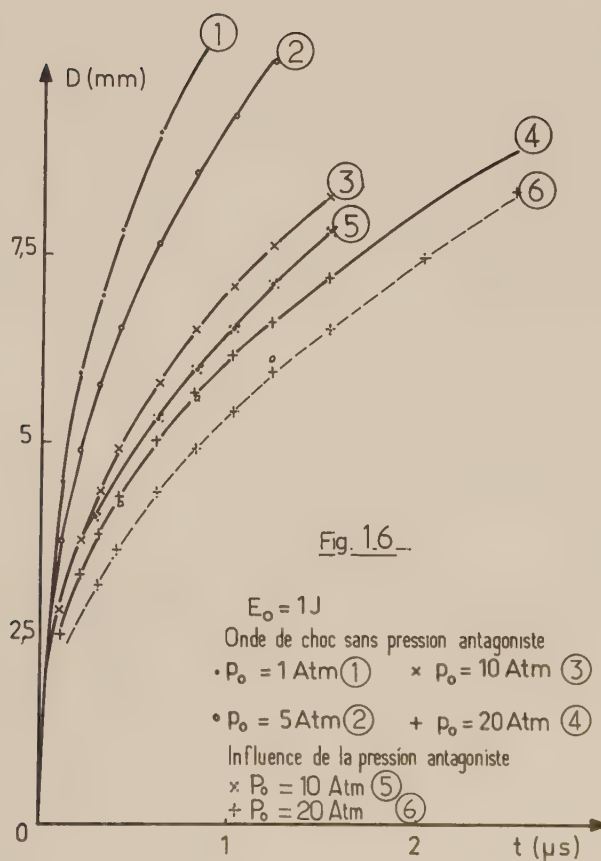
Evolution du diamètre D de la boule de plasma tracé d'après les oscillogrammes du montage réflectomètre pour différentes énergies absorbées E_0 et pour différentes pressions.



Evolution du diamètre D
du plasma calculé d'après
les théories de l'onde de
choc :

Fig. 1.5 : $P_0 = 10$ Atm, E_0 variable

Fig. 1.6 : $E_0 = 1 J$, P_0 variable



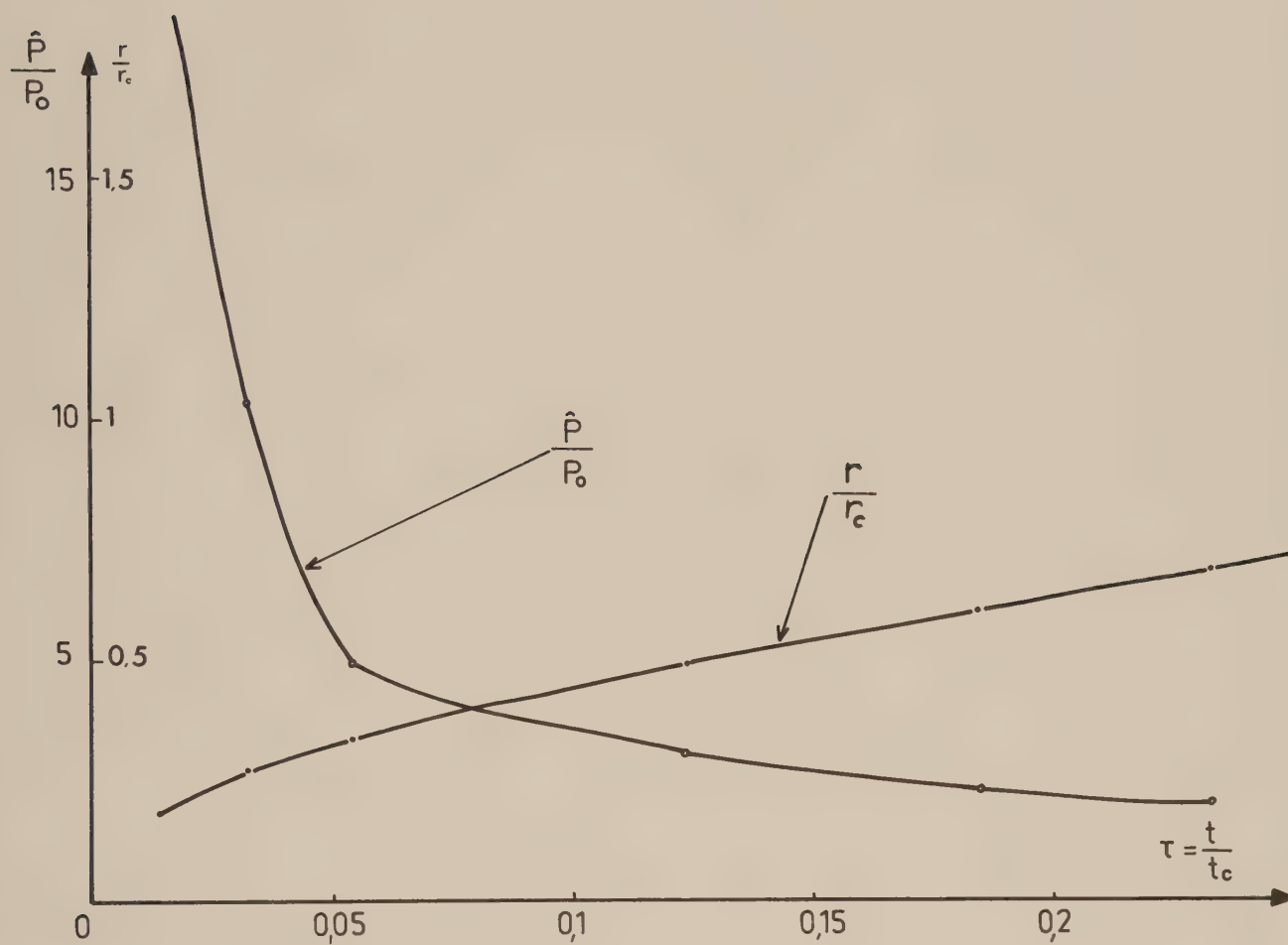


Fig. 1.7 - Variations de la pression maximum $\hat{P}$ du plasma et du rayon du plasma en fonction du temps d'après les théories de l'onde de choc. Les paramètres sont réduits :
 P_0 pression de remplissage,
 r_c rayon caractéristique,
 t_c temps caractéristique.

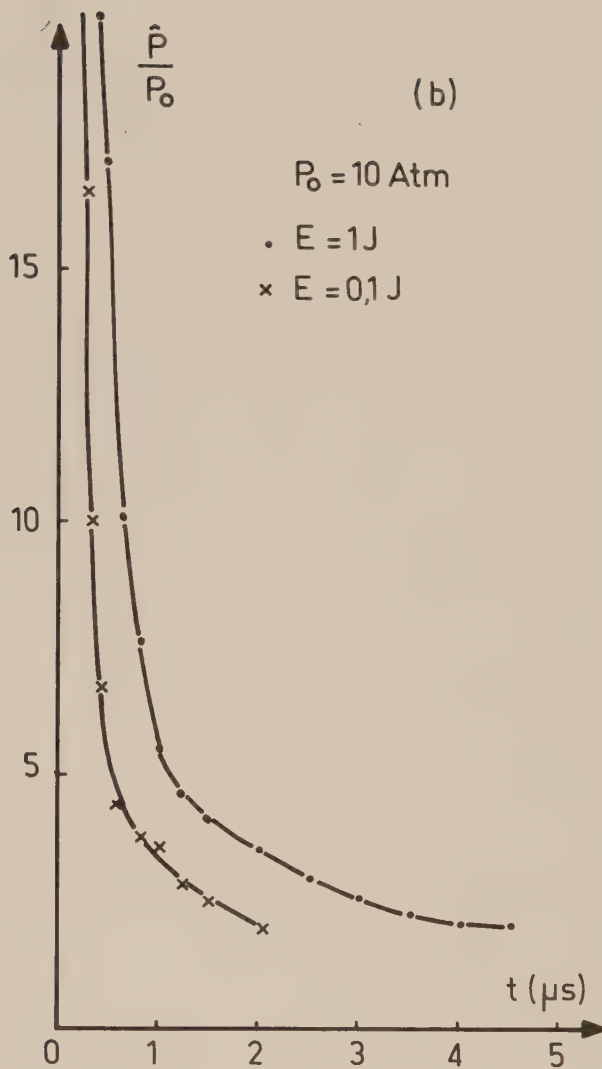
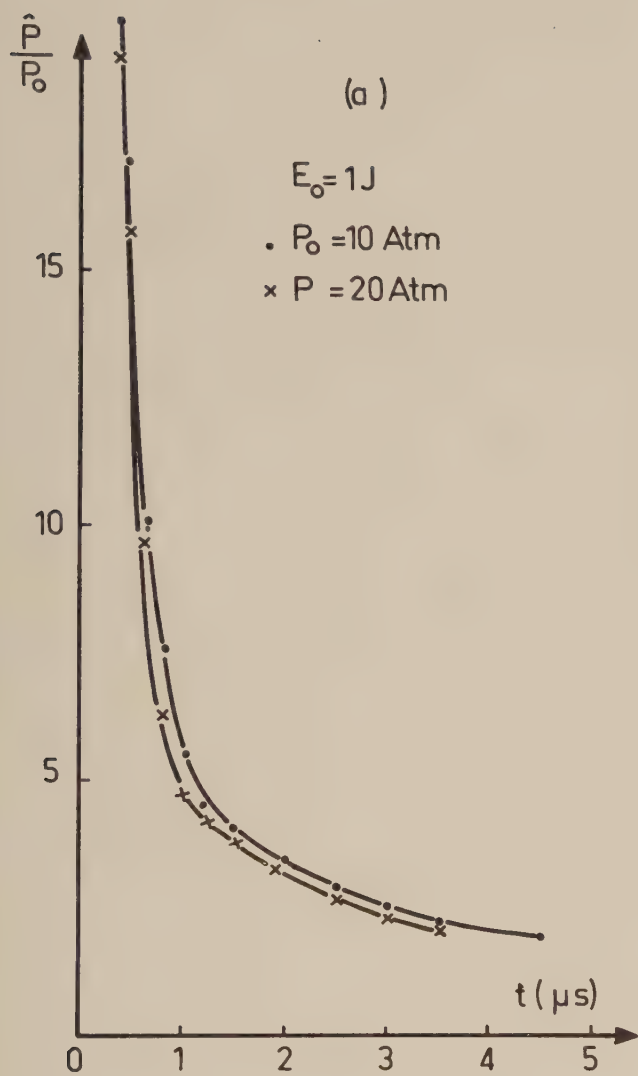


Fig. 1.8 - Evolution du rapport de la pression maximum du plasma à la pression de remplissage en fonction du temps, d'après la théorie de Sedov.

Fig. 1.9

Evolution du rayon R de la boule de plasma déterminé par le calcul numérique pour $P_0 = 10 \text{ Atm}$ et différentes énergies absorbées.

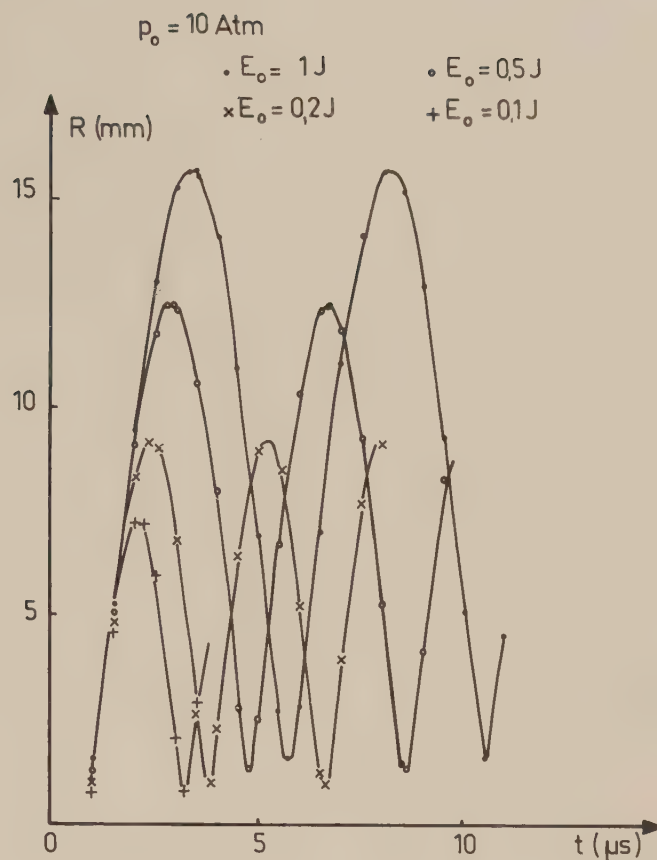


Fig. 1.10

Evolution du rayon R de la boule de plasma déterminé par le calcul numérique pour $E_0 = 1 \text{ J}$ et pour différentes pressions.

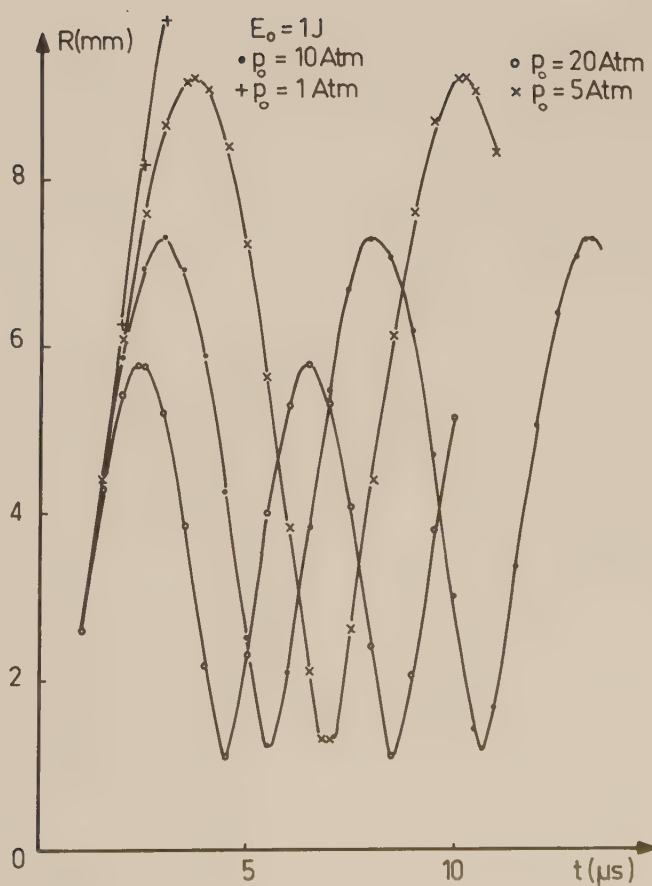


Fig. 1.11

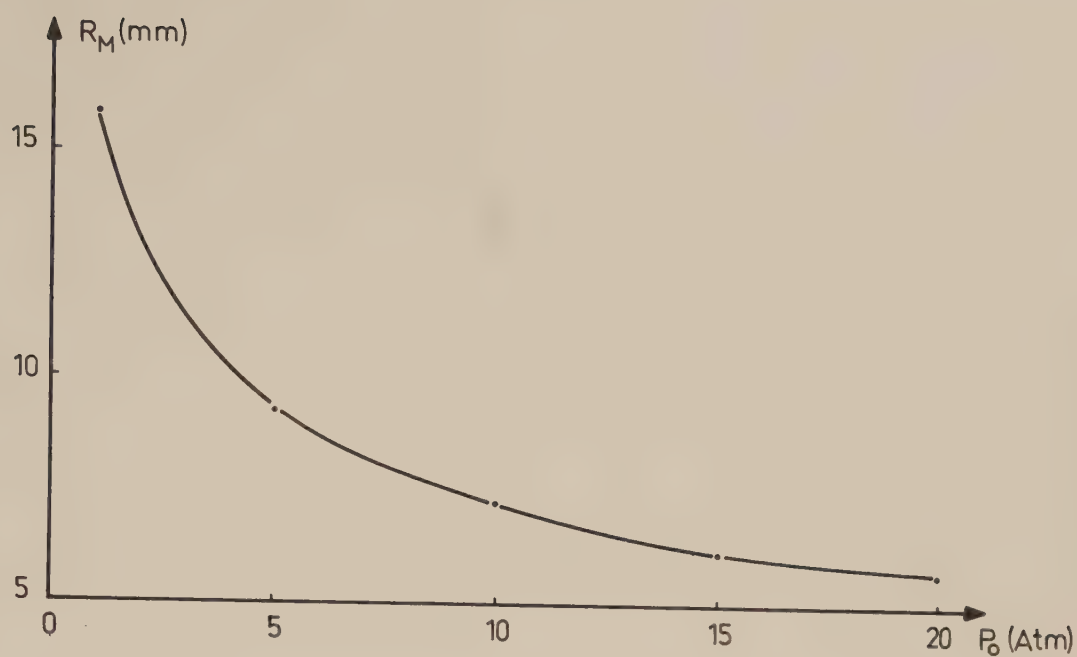
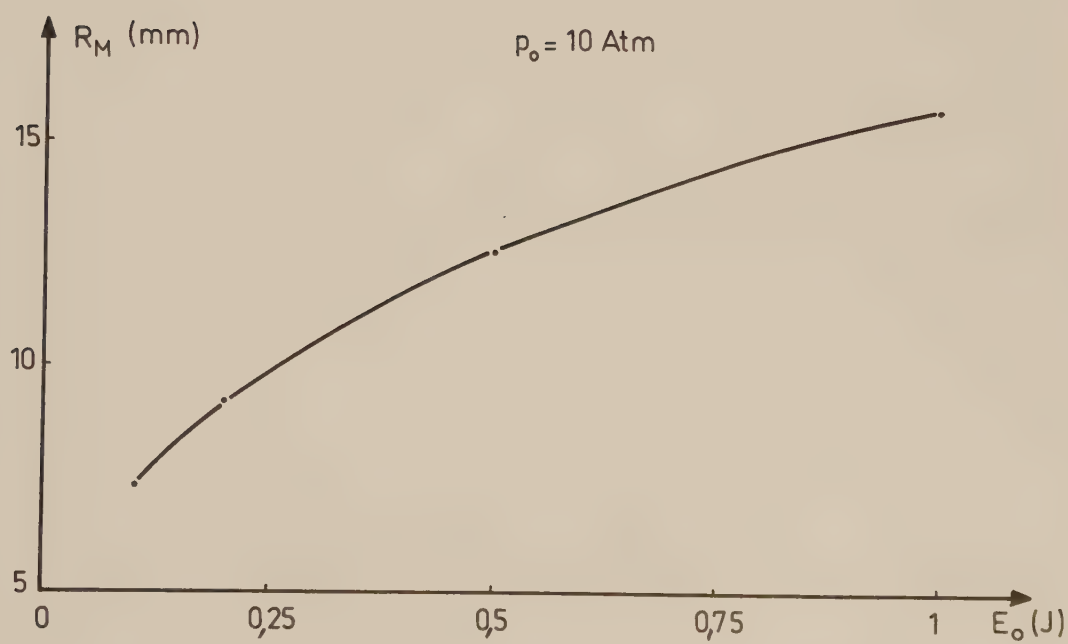


Fig. 1.12



Variation du rayon maximum R_M du plasma déterminé par le calcul numérique.

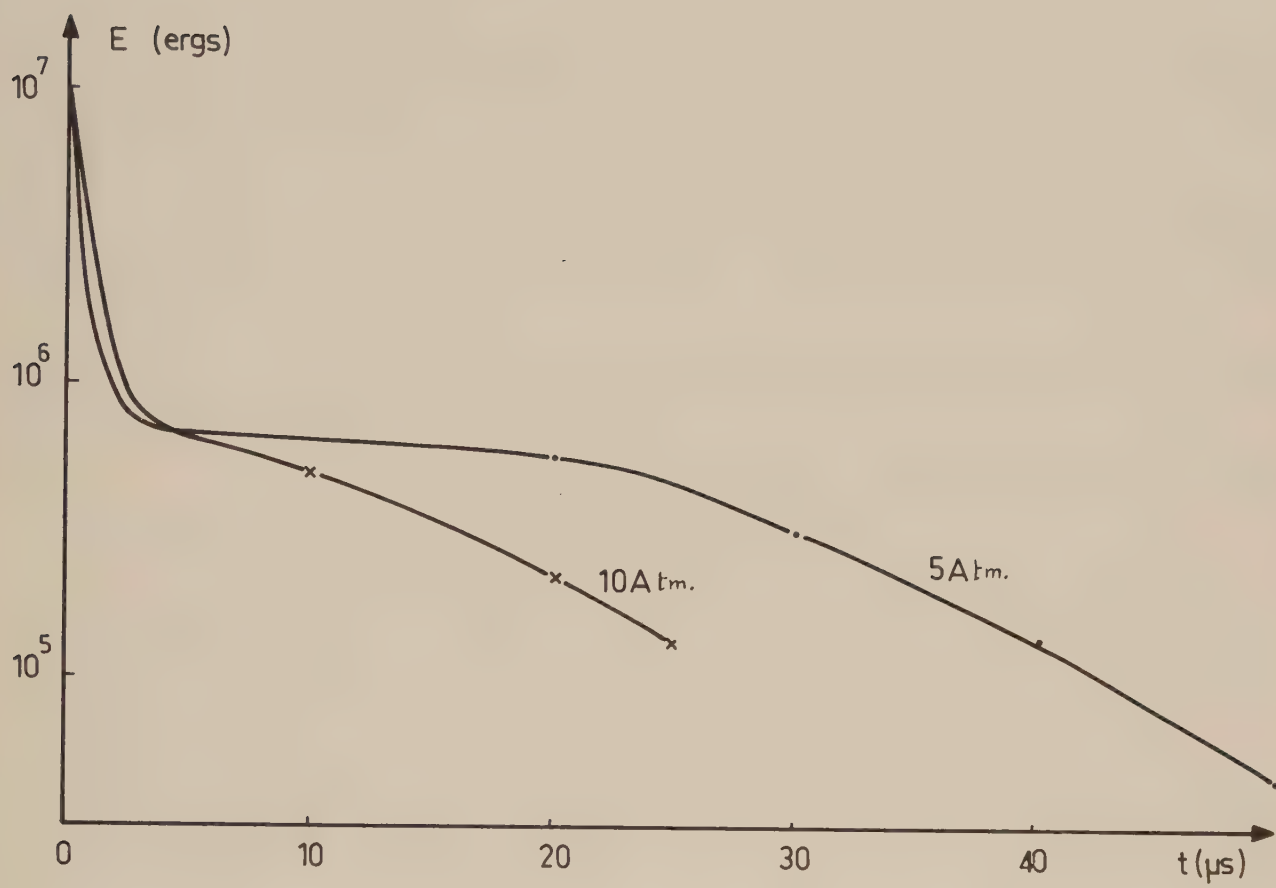


Fig. 1.13 - Variation de l'énergie du plasma
compte tenu de l'évolution expérimentale
de son diamètre. (Calcul numérique)

CHAPITRE 2

DETERMINATION DES PARAMETRES DU PLASMA.

ETUDE DE L'ETAT D'EQUILIBRE.

La densité électronique et la température dans la post-décharge sont déterminées par des diagnostics spectroscopiques portant sur les profils et les rapports d'intensités de raies émises par le plasma.

Les méthodes utilisées ont l'avantage de ne pas perturber le plasma, sont bien adaptées aux paramètres à mesurer et sont relativement aisées à mettre en oeuvre.

Dans ce chapitre nous décrivons les montages employés et nous indiquons les profils obtenus pour les raies étudiées.

L'interprétation des résultats conduit à la détermination de la densité électronique moyenne (élargissement Stark).

L'obtention de la température nécessitant la connaissance de l'état d'équilibre du plasma, nous serons amenés à étudier, plus en détails, la notion d'équilibre thermodynamique local (E.T.L.).

Il en ressort que le plasma n'est pas en E.T.L. sur tous les niveaux. Nous calculons alors la population des atomes dans l'état fondamental en tenant compte des écarts à l'E.T.L..

A la fin du chapitre nous calculons la densité des ions une et deux fois ionisés ainsi que la pression moyenne du plasma.

2.1 - DETERMINATION DU PROFIL DES RAIES

2.1.1 - Montages employés

2.1.1.1 - Méthode du tambour tournant

Dans un premier montage la lumière émise par le plasma est dispersée par un spectrographe à réseau (1.200 traits par mm), l'enregistrement est réalisé sur un film fixé sur un tambour tournant (12.000 Tours/mm).

La résolution temporelle est d'environ 1 microseconde et la dispersion spectrale de 25 Å par mm.

La figure 2.1 représente le schéma du montage et l'évolution de l'élargissement de la raie 5875,6 Å à 5 atmosphères.

Ce montage simple, utilisé au début de l'expérience, nous a permis d'obtenir des premiers résultats pour les coefficients de recombinaison et de prévoir le rôle joué par les particules neutres dans la recombinaison.

Il présente plusieurs inconvénients :

1) La largeur observée est différente de la largeur à mi-intensité, seule susceptible de fournir la valeur moyenne $\bar{n}_e$ de la densité électronique. La microdensitométrie des spectres s'est avérée délicate et les résultats imprécis.

2) Un agrandissement des clichés ne donne pas de meilleurs résultats à cause de la perte d'information sur le noircissement et l'apparition d'un "grain" très important.

Les ordres de grandeur de $\bar{n}_e$ sont cependant convenables et la température est calculée à partir des considérations d'hydrodynamique et d'équilibre thermodynamique local [2.1] et [2.2].

2.1.1.2 - Monochromateur

Dans le montage adopté par la suite la lumière émise par le plasma est focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur. de résolution spectrale voisine de $0,4 \text{ \AA}$, de dispersion $d_{\lambda} \sim 12 \text{ \AA/mm}$ dans le premier ordre.

Le monochromateur étant, au préalable, accordé sur la longueur d'onde λ_0 au centre de la raie à analyser, une série de "tirs" laser permet d'obtenir l'intensité en fonction du temps : $I_{\lambda_0}(t)$ (Photomultiplicateur mis en regard de la fente de sortie).

Puis plusieurs séries de tirs sont effectuées pour les valeurs $\lambda = \lambda_0 \pm \Delta\lambda$, $\lambda_0 \pm 2\Delta\lambda$, etc ..., jusqu'à ce que la raie n'émerge plus du spectre continu.

Ce dispositif utilise un seul photomultiplicateur, facilitant ainsi les étalonnages. Cependant la reconstitution d'un profil complet nécessite un grand nombre de tirs parmi lesquels nous choisissons ceux qui correspondent à la même valeur de l'énergie absorbée par le plasma. L'enregistrement des impulsions incidentes et transmises nous permet d'opérer cette sélection.

Cette méthode a été rapidement abandonnée au profit d'un analyseur à plusieurs photomultiplicateurs adjoint au spectrographe permettant d'obtenir un profil en un seul tir.

2.1.1.3 - Analyseur optique multicanaux à bande spectrale variab

Cet appareil original a été réalisé dans notre laboratoire et a donné des résultats pleinement satisfaisants.

a) Principe

La photographie 2.2 et la figure 2.3 montrent le dispositif et son principe.

Le monochromateur décrit ci-dessus dispose, par le jeu d'un miroir escamotable d'une sortie photographique, le spectre formé dans le plan photo est utilisé comme source pour l'analyseur.

A l'aide d'un objectif, nous reformons l'image d'une partie du spectre sur une section rectangulaire de largeur $a' = 3$ mm et de hauteur 10 mm constituée par les faces d'entrée de fibres optiques, séparées en neuf bandes verticales d'égales largeurs ; la lumière transmise par chacun des neuf faisceaux de fibres est envoyée sur la surface sensible d'un photomultiplicateur.

L'objectif et le plan d'entrée des fibres sont réglables en position de manière continue et dans le dispositif adopté nous pouvons faire varier le grandissement g du système de 0,33 à 3,33.

L'étendue spectrale totale d'analyse $\Delta\lambda_t$ est alors déterminée par la largeur a' des rangées de fibres, le grandissement g et la dispersion d_λ du monochromateur ; dans le premier ordre, pour $g = 0,33$ nous avons :

$\Delta\lambda_t = d_\lambda \cdot \frac{a'}{g} \approx 110 \text{ Å}$ et pour $g = 3,3$, $\Delta\lambda_t \approx 11 \text{ Å}$. Ainsi la largeur totale d'analyse peut être fixée entre 11 Å et 110 Å.

Les profils des raies étudiées sont de cette façon définis par neuf points de la courbe $I_\lambda = f(\lambda)$ suivant le schéma de la figure 2.4.

La description plus détaillée et le mode opératoire sont donnés dans un rapport interne [2.3].

b) Etalonnage de l'ensemble Spectrographe - Fibres optiques - Photomultiplicateurs

Les 9 photomultiplicateurs 150 AVP utilisés sont alimentés par une tension continue égale à 1.500 V. Il s'agit de déterminer les réponses des différents canaux à un flux lumineux incident constant.

- Etalonnage pour une longueur d'onde fixée

La lumière d'une lampe à ruban de tungstène modulée par un secteur tournant est focalisée sur la fente d'entrée du monochromateur. La durée des

impulsions lumineuses est de quelques microsecondes, c'est à dire du même ordre de grandeur que dans les expériences faites avec le plasma. Il en est de même de l'intensité lumineuse recueillie sur les PM. La température du filament repérée au pyromètre optique en tenant compte de la transmission de l'enveloppe de la lampe est égale à 2.900 °K.

On obtient ainsi une courbe d'étalonnage qui donne la réponse du système pour chaque PM pour une longueur d'onde donnée, le centrage sur les différents canaux se faisant avec une lampe à hélium.

Par exemple $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ (R_i étant le rapport du signal détecté sur la voie i au signal détecté sur la voie 5)

PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9
I_{mV}	175	232	220	125	360	67	340	130	205
R_i	0,486	0,645	0,61	0,347	1	0,186	0,945	0,362	0,57

Ce rapport R est conservé lorsqu'on fait varier le flux incident par interposition de verres neutres ou en changeant la température du filament.

- Etalonnage pour différentes longueurs d'onde

La mesure des températures nécessite la comparaison de l'intensité de raies différentes. Cette comparaison, à partir des signaux détectés pendant l'expérience, ne peut se faire que si l'on connaît la courbe de réponse des 9 canaux aux différentes longueurs d'onde d'étude. Là encore l'étalonnage est réalisé en utilisant la lampe à ruban de tungstène dont on connaît le spectre de rayonnement quand on mesure la température du filament. L'étalonnage se fait sur le canal 5 puisque R est mesuré pour chaque raie et pour chaque longueur d'onde de travail.

La courbe 2.5 est la réponse au canal 5. Dans les mêmes conditions d'expériences pour $\lambda = 5876 \text{ \AA}$, $V = 1350 \text{ mV}$, $\lambda = 4686 \text{ \AA}$, $V = 550 \text{ mV}$, $\lambda = 4471,5 \text{ \AA}$, $V = 420 \text{ mV}$).

La courbe 2.6 représente la luminance L de la lampe à ruban de tungstène pour la température du filament $T = 2.900 \text{ °K}$. Pour les deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 5875 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 = 4686 \text{ \AA}$ nous obtenons $\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}} = 4,18$; les tensions

détectées sur le canal 5 V_{λ_1} et V_{λ_2} pour ces longueurs d'onde sont dans le rapport $\frac{V_{\lambda_1}}{V_{\lambda_2}} = 2,45$. Ainsi à flux incident constant les réponses de la chaîne de mesure R_{λ_1} et R_{λ_2} sont dans le rapport $k_{\lambda_2} = \frac{R_{\lambda_2}}{R_{\lambda_1}} = \frac{4,18}{2,45} = 1,73$ et si la longueur d'onde λ_1 est prise comme référence il faudra diviser toutes les intensités détectées au voisinage de λ_2 par le facteur k_{λ_2} . Pour $\lambda_3 = 4471,5 \text{ \AA}$ nous obtenons $k_{\lambda_3} = 1,98$.

2.1.2 - Profil des raies

Le diagramme des niveaux d'énergie de HeI est représenté sur la figure 2.7. Nous avons étudié 3 raies de HeI :

$\lambda(\text{\AA})$	Transition	Force d'oscillateur	g_i niveau inférieur	g_k niveau supérieur	Niveau d'énergie supérieur (eV)
4471,5	$2^3P - 4^3D$	0,123	9	15	23,73
5015,68	$2^1S - 3^1P$	0,151	1	3	23,08
5875,62	$2^3P - 3^3D$	0,623	9	15	23,06

et la raie de HeII, $\lambda = 4685,75 \text{ \AA}$, dont le niveau supérieur est $n = 4$ ($E_n = 51 \text{ eV}$, $g_k = 32$) et le niveau inférieur $n = 3$ ($E_n = 48 \text{ eV}$, $g_i = 18$). La force d'oscillateur est $f_{i_k} = 0,842$.

Les raies sont isolées, intenses et leurs forces d'oscillateur sont connues avec une bonne précision.

Pour l'étude des spectres nous procédons en deux étapes :

- Chaque canal couvre une largeur de $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$. On peut ainsi relever le profil global de la raie et déterminer l'intensité relative et la largeur à mi-hauteur pour des temps inférieurs à deux ou trois microsecondes.

- Chaque canal couvre ensuite une largeur de $\Delta\lambda = 1,33 \text{ \AA}$ ce qui permet d'analyser plus finement une raie pour des temps plus longs.

La figure 2.8 est un jeu d'oscillogrammes obtenus sur chacune des neuf voies pour la raie $5875,6 \text{ \AA}$.

Les figures 2.9 et 2.10 représentent les évolutions des profils au cours du temps pour les raies $5875,6 \text{ \AA}$ et $4686 \text{ \AA}$.

Remarques : 1) Seule la raie $4471,5 \text{ \AA}$ donne lieu à un profil complexe. Elle est étudiée plus en détails par ailleurs [2.4].

2) Pour les temps inférieurs à une microseconde, les raies se distinguent mal du fond continu (rayonnement de freinage et de recombinaison) (Ex. Fig. 2.11). Ceci résulte de plusieurs facteurs : élargissement très important, auto-absorption et émission sur les raies plus faibles due à la faible densité de neutres.

3) Les intensités des raies et leurs élargissements sont d'autant plus petits que la pression de remplissage est plus grande. Ainsi pour $\lambda = 5875,6 \text{ \AA}$ et $t = 4 \text{ \mu s}$, le maximum d'intensité obtenu sur le canal central est 30 fois plus élevé à $P_0 = 1 \text{ Atm}$ qu'à $P_0 = 20 \text{ Atm}$ (Fig. 2.12).

4) Lorsque les oscillations du rayon du plasma sont bien marquées nous obtenons des oscillogrammes présentant des oscillations de l'intensité de la raie. Le jeu d'oscillogrammes de la figure 2.13 correspond au plasma de la figure 1.3.b Hélium : pour $t = 14 \text{ \mu s}$ l'intensité de la raie est maximum et le rayon minimum.

2.2 - DETERMINATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

2.2.1 - Elargissement dû à l'effet Stark

Plusieurs facteurs interviennent simultanément pour élargir une raie. De la demi-largeur à mi-intensité observée $\Delta\lambda_{1/2}$ nous déduisons la demi-largeur due à l'effet Stark $\Delta\lambda_{1/2}^S$.

Nous ne tiendrons pas compte de la largeur naturelle des raies, due au temps de vie fini des états excités, ni de l'élargissement de Van der Waals. Ces élargissements sont toujours négligeables par rapport à ceux observés.

Il faut tenir compte :

- de l'élargissement Doppler qui a un profil gaussien. La demi-largeur $\Delta\lambda_{01/2}^D$ à mi-intensité ne dépend que de la température :

$$\Delta\lambda_{01/2}^D = \left(\frac{2 kT \text{ Log } 2}{mc^2} \right)^{1/2} \lambda_0 = 0,46 \cdot 10^{-18} \sqrt{\frac{T}{m}} \lambda_0$$

(T en °K, m masse de l'atome en g).

Pour l'Hélium : $T = 4 \text{ eV}$

$$m = 6,69 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

$$\frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^D}{\lambda_0} = 3,84 \cdot 10^{-5}$$

Pour la raie $\lambda_0 = 5876 \text{ \AA}$, $\frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^D}{\lambda_0} = 0,225 \text{ \AA}$

- de l'élargissement dû à la résolution de l'appareillage. Le profil est sensiblement gaussien et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^A \approx 0,2 \text{ \AA}$.

- de l'élargissement dû à l'effet Stark qui a un profil de Lorentz; c'est l'effet le plus important dans nos expériences.

Les deux premiers profils se composent en un profil gaussien de $1/2$ largeur

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^G = \sqrt{(\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^D)^2 + (\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^A)^2} \approx 0,3 \text{ \AA}$$

La $1/2$ largeur déterminée expérimentalement correspond au produit de convolution des élargissements de Gauss et de Lorentz.

A l'aide du tableau I [2.5] on déduit :

$$\frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^S}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}} \text{ puis } \Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^S \text{ à partir de } \frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^G}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}$$

Pour $\frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^G}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}} < \frac{1}{20}$, l'élargissement observé est dû à l'effet Stark.

Le tableau II donne les $1/2$ largeurs observées et les $1/2$ largeurs Stark pour la raie $5876 \text{ \AA}$.

La correction est de l'ordre de $0,1 \text{ \AA}$ pour $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx 1 \text{ \AA}$, $0,05 \text{ \AA}$ pour $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx 2 \text{ \AA}$ et négligeable à partir de $3 \text{ à } 4 \text{ \AA}$.

$\Delta\lambda_{1/2}^G/\Delta\lambda_{1/2}$	0	0,083	0,162	0,235	0,301	0,327	0,359	0,441	0,494	0,559
$\Delta\lambda_{1/2}^S/\Delta\lambda_{1/2}$	1	0,993	0,972	0,941	0,904	0,886	0,863	0,794	0,742	0,672

Tableau I

$t(\mu s)$ $P(Atm)$	1	2	3	4	5	6	7	8
1	18,5	7	4,25	3,4	2,95	2,65	2,43	2,32
	18,5	7	4,25	3,4	2,92	2,61	2,39	2,27
2,5	16	6,3	3,4	2,6	2,3	2,05	1,72	1,55
	16	6,3	3,4	2,56	2,25	2	1,67	1,49
5	14	5,5	2,9	2,25	1,85	1,65	1,45	1,35
	14	5,5	2,9	2,2	1,8	1,6	1,39	1,28
10	11,1	4,3	2,47	1,82	1,65	1,52	1,32	1,2
	11,1	4,3	2,43	1,77	1,6	1,46	1,25	1,13
15	8,8	2,65	2,07	1,6	1,5	1,4	1,25	1,07
	8,8	2,61	2,02	1,55	1,45	1,34	1,18	0,97
20	6,5	2,1	1,7	1,45	1,3	1,2	1,1	0,9
	6,5	2,05	1,65	1,39	1,23	1,13	1	0,8

1ère ligne $\Delta\lambda_{1/2}$ mesuré.

Tableau II - 2ème ligne $\Delta\lambda_{1/2}$ stark.

2.2.2 - Détermination de n_e à partir de l'effet Stark

2.2.2.1 - Généralités

L'influence de la température sur le profil Stark est négligeable dans la gamme de températures dans laquelle nous nous trouvons ; en effet dans le cas où la raie étudiée est une raie isolée (c'est le cas pour les raies de l'hélium) la théorie de Griem et Baranger [2.6] concernant l'élargissement des raies spectrales se simplifie considérablement. La contribution due aux ions par la méthode quasi-statique conduit à des formes complexes, cependant lorsque cet élargissement est faible devant l'élargissement dû aux impacts électroniques on peut supposer que le profil de Lorentz est sensiblement conservé et on trouve dans ce cas pour la largeur totale à demi-intensité :

$$\Delta\lambda_T = \Delta\lambda_e + \Delta\lambda_i' (1 - 0,75r) = \Delta\lambda_e + \Delta\lambda_i$$

avec $\Delta\lambda_e$: élargissement dû aux électrons

$\Delta\lambda_i'$: élargissement dû aux ions où $\Delta\lambda_i' = K n_e \Delta\lambda_e^{1/4}$

$r_0 = \frac{e}{h}$ paramètre caractéristique des corrélations dans le plasma

d_e : distance moyenne entre les électrons

$$d_e = n_e^{-1/3} \quad n_e \text{ en cm}^{-3} \quad d_e \text{ en cm}$$

h : longueur d'atténuation de Debye

$$h = 6,9 \quad T^{1/2} n_e^{-1/2} \quad n \text{ en cm}^{-3} \quad T \text{ en } ^\circ\text{K} \quad h \text{ en cm}$$

$$r_0 = 0,15 \quad T^{-1/2} n_e^{1/6} \approx 3 \Lambda_0^{-1/3}$$

où $\Lambda_0 = \frac{h}{\bar{p}_0} \quad [2.7]$

p_0 paramètre d'impact correspondant à une déviation de 90° .

Remarque :

La théorie d'élargissement par impact électronique (chocs binaires) compte tenu de la contribution des ions impose pour r un domaine de variation compris entre 0 et 1. La droite $r_0 = 1$ est représentée sur le diagramme de classification des plasmas [2.8] (Figure 2.14). Pour les valeurs $r_0 > 1$ on passe

dans le domaine des plasmas collectifs classiques.

Le tableau III donne les valeurs de r_0 , $\Delta\lambda_i$, $\Delta\lambda_e$, $\Delta\lambda_T$ pour les domaines de densité et de température qui nous intéressent et pour la raie HeI $5875,6 \text{ \AA}$.

La figure 2.15 donne $\Delta\lambda_T$ en fonction de n_e avec la température comme paramètre. On voit sur cette courbe que l'élargissement est pratiquement indépendant de la température ce qui permet d'obtenir des valeurs précises de la densité en ayant seulement l'ordre de grandeur de la température.

2.2.2.2 - Détermination de la densité électronique à partir de la raie $5875,6 \text{ \AA}$

La figure 2.16 indique la variation de n_e en fonction du temps aux différentes pressions étudiées.

La densité reste plus élevée aux pressions les plus faibles.

La décroissance de la densité est relativement rapide pour les temps inférieurs à une dizaine de microsecondes. Pour $t \geq 10 \text{ \mu s}$ la densité décroît très lentement. Pour les pressions égales à 1 et à 2,5 Atmosphères elle subit de légères oscillations dues aux phénomènes hydrodynamiques entre 10 et 15 microsecondes. Ces oscillations ne sont pas représentées sur la figure 2.16.

Les valeurs de n_e trouvées sont en très bon accord avec celles déterminées par Ahmad et al [2.9] qui ont fait l'étude pour $t \leq 2 \text{ \mu s}$ et $P_0 = 4 \text{ Atmosphères}$.

2.2.2.3 - Détermination de la densité à partir des raies HeI $\lambda = 5015 \text{ \AA}$ et HeII $\lambda = 4686 \text{ \AA}$

La raie $5015 \text{ \AA}$ donne des densités pratiquement identiques à celles obtenues précédemment, elle permet en outre de déterminer avec plus de précision les densités "faibles" car, dans les mêmes conditions, elle est élargie environ deux fois plus que la raie $5876 \text{ \AA}$.

Nous avons aussi utilisé la raie HeII, $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ pour vérifier les valeurs de n_e .

Suivant Griem [2.10] la densité est donnée par l'expression

$$n_e = C(n_e, T) \Delta\lambda_s^{3/2}$$

où $C(n_e, T)$ est un coefficient tabulé qui dépend très peu de la densité, $\Delta\lambda_s$ élargissement total à mi-intensité en $\text{\AA}$ (n_e en cm^{-3} , $C(n_e, T)$ en $\text{\AA}^{-3/2} \text{cm}^{-3}$).

TABLEAU III

$T (^{\circ}K)$ $n_e (cm^{-3})$	2 500	5 000	10 000	20 000	40 000	80 000
10^{16}						
r_o	0,82	0,58	0,41	0,29	0,205	0,145
$\Delta\lambda_i$	0,014	0,0258	0,0262	0,0296	0,0318	0,0328
$\Delta\lambda_e$	$3,24 \cdot 10^{-1}$	0,36	0,372	0,372	0,364	0,344
$\Delta\lambda_T$	0,34	0,38	0,40	0,40	0,395	0,383
10^{17}						
r_o		0,853	0,60	0,426	0,30	0,213
$\Delta\lambda_i$		0,24	0,372	0,46	0,52	0,55
$\Delta\lambda_e$		3,6	3,72	3,72	3,64	3,44
$\Delta\lambda_T$		3,80	4,09	4,18	4,16	3,99
10^{18}						
r_o			0,886	0,63	0,443	0,315
$\Delta\lambda_i$			4	6,28	7,92	8,86
$\Delta\lambda_e$			37,2	37,2	36,4	34,4
$\Delta\lambda_T$			41,29	43,52	44,42	43,26
10^{19}						
r_o				0,925	0,654	0,4625
$\Delta\lambda_i$				65	107,6	134,8
$\Delta\lambda_e$				372	364	344
$\Delta\lambda_T$				437	479	479

r_o nombre sans dimension : paramètre caractéristique du plasma.
 $\Delta\lambda$ en Angstroems.

Pour un cas typique $n_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T \approx 30.000^\circ \text{K}$

$$C(n_e, T) = 1,3 \cdot 10^{16} \quad (\text{\AA}^{-3/2} \text{ cm}^{-3})$$

La raie $4686^\circ \text{\AA}$ présente des élargissements de l'ordre de 5 à $10^\circ \text{\AA}$, ceci conduit à des valeurs de n_e environ 1,5 à 2 fois supérieures à celles obtenues.

Cette méthode, étant peu précise, n'a pas été retenue.

2.2.2.4 - Remarques

Nous admettons que les densités mesurées sont des valeurs moyennes de la densité électronique.

La densité ne peut être déterminée avec précision par ces méthodes spectroscopiques que lorsqu'elle reste supérieure à 10^{16} cm^{-3} . Pour $n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ l'élargissement de la raie est trop faible.

2.3 - Equilibre thermodynamique local

La détermination de la température nécessite la connaissance de l'état d'équilibre du plasma.

La première question importante est de savoir si les conditions de l'ETL sont vérifiées avec les valeurs des densités électroniques obtenues et des températures comprises entre 30.000°K et 45.000°K (ordre de grandeur de la température moyenne du plasma).

2.3.1 - Plasma homogène et stationnaire

Pour un plasma homogène et stationnaire la condition pour avoir l'E.T.L. dans un plasma optiquement mince sur toutes les raies y compris la raie de résonance est [2.11]

$$n_e \geq 6,5 \cdot 10^{16} \frac{g_2}{g_1} \left(\frac{\Delta E}{E_H} \right)^3 \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \times \begin{cases} \Phi_1(\Delta u_{\max}) \text{ pour les atomes} \\ \Phi_2(\Delta u_{\max}) \text{ pour les ions} \end{cases} \quad (2.1)$$

$n_e \text{ en cm}^{-3}$

Cette condition exprime le fait que les processus collisionnels sont prépondérants par rapport aux processus radiatifs pour le peuplement des niveaux.

E_H énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV)

ΔE est la différence des niveaux d'énergie entre l'état fondamental et le 1er niveau excité

19,8 eV pour HeI

$\Delta E = \hbar\omega_{12} = \{$

41,5 eV pour HeII

(Nous prenons la condition la plus sévère, celle imposée par la transition $n = 1$ à $n = 2$)

$$\Delta u_{\max} = \frac{\Delta E}{kT} \approx 5 \text{ pour } kT = 4 \text{ eV}$$

ϕ_1 et ϕ_2 représentent des termes de correction de mécanique quantique par rapport aux résultats classiques de Griem. Les sections efficaces choisies ont une forme différente. On obtient comme valeurs minimales de n_e satisfaisant à la relation (2.1).

TABLEAU IV

kT (eV)	0,5	1	5	10
n_e (HeI)	$6,8 \cdot 10^{18}$	$4,8 \cdot 10^{18}$	$2,2 \cdot 10^{18}$	$1,7 \cdot 10^{18}$
n_e (HeII)	$5 \cdot 10^{18}$	$6,9 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{19}$	$1,7 \cdot 10^{19}$

les valeurs sont environ 3 à 4 fois supérieures à celles de Griem.

Dans un claquage laser ces valeurs sont pratiquement impossibles à atteindre pour des temps supérieurs à une microseconde.

Les valeurs minimales du tableau ci-dessus peuvent encore être diminuées d'un facteur 10 si le produit de la densité $n(1)$ des atomes dans l'état fondamental par l'épaisseur du plasma est tel que :

$$n(1) d > \frac{4 \cdot 10^9}{f_{12} \lambda_{12}} \left(\frac{kT}{A \cdot E_H} \right)^{1/2} \quad \text{CGS} \quad (2.2)$$

avec $f_{12} \approx 0,4$ force d'oscillateur de la raie $\lambda_{12} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ cm, A nombre de masse de l'hélium.

La relation (2.2) exprime la possibilité d'excitation à partir de l'état fondamental du rayonnement de résonance émis par le plasma (auto-absorption de l'ordre de 90 % pour la raie de résonance).

Pour l'hélium cette condition s'écrit :

$$n(1) d > 4.10^{14}$$

avec $d \approx 0,4$ cm (dimension caractéristique du plasma de laser) on obtient :

$$n(1) > 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (2.3)$$

Cette condition est remplie dans les décharges que nous étudions comme nous le verrons plus tard.

2.3.2 - Plasma réel

Avant de tirer des conclusions sur la possibilité de l'existence de l'ETL il nous faut envisager le cas d'un plasma inhomogène et transitoire et chercher à savoir si les critères précédents s'appliquent.

Pour un plasma homogène et transitoire la notion d'ETL a toujours un sens si la constante de temps des phénomènes macroscopiques est supérieure à la constante de temps des phénomènes microscopiques.

La constante de temps microscopique la plus grande correspond à l'inverse du coefficient de transition collisionnelle le plus faible.

Un calcul effectué par Drawin [2.11] dans le cas d'un plasma optiquement mince donne

$$\tau_{\text{sec}} = \frac{0,89 \cdot 10^{17}}{n_e f_{12}} \frac{E_2 - E_1}{E_H} \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \times \begin{cases} [\psi_1(u_{12})]^{-1} & \text{pour les atomes} \\ [\psi_2(u_{12})]^{-1} & \text{pour les ions} \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\text{avec } u_{12} = \frac{|E_2 - E_1|}{kT}$$

Cette formule est valable pour un plasma complètement ionisé. Dans le cas contraire ce temps doit être multiplié par $i = \frac{n_i^+}{n_i^+ + n(1)}$, le degré d'ionisation.

Pour des valeurs caractéristiques telles que $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $kT = 4 \text{ eV}$, on obtient pour la relaxation de $n = 2$ à $n = 1$, $\tau = 10^{-2} \mu\text{s}$ pour les atomes ; nous pouvons donc considérer qu'à l'échelle des phénomènes macroscopiques le plasma est stationnaire. Pour les ions le temps de relaxation de $n = 2$ à $n = 1$ est de l'ordre de $3 \mu\text{s}$. Pour un sous-niveau quelconque τ est beaucoup plus faible.

Dans le cas d'un plasma inhomogène on peut encore utiliser la notion d'ETL si la température varie très peu sur une distance d qui correspond à la longueur de diffusion d'une particule pendant un temps de l'ordre du temps d'équilibre défini ci-dessus τ . Nous supposons que ce critère est vérifié pour un plasma de laser du moins dans la masse du plasma.

2.3.3 - Conclusion

La densité nécessaire pour avoir l'ETL est de l'ordre de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour $T = 40.000 \text{ }^\circ\text{K}$. On peut à la rigueur diviser cette valeur par 10 et on obtient $n_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Cette valeur, minimum pour avoir l'ETL, n'est obtenue qu'aux "faibles pressions" et pour des temps inférieurs à 3 ou 4 microsecondes.

Nous en déduisons que dans notre plasma le niveau fondamental n'est pratiquement jamais en ETL.

Il est évident par contre que pour toutes les autres transitions autres que celles aboutissant au fondamental $\Delta E = h\omega_{ij}$ est de l'ordre de quelques eV et la densité nécessaire à assurer l'ETL qui varie comme $(\Delta E)^3$ est beaucoup plus petite.

Par exemple pour $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ $\Delta E \approx 2 \text{ eV}$ $n_e > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Donc il y a ETL sur tous les niveaux sauf le niveau fondamental.

Nous sommes alors placés dans une nouvelle sorte d'équilibre : l'équilibre coronal.

Pour l'ETL ce sont uniquement les processus collisionnels qui ont une action prépondérante et seuls ces processus sont pris en compte pour écrire les équations d'équilibre, par contre, la classe d'équilibre qui est applicable à notre plasma prend en considération des situations où l'excitation et l'ionisation à partir des niveaux inférieurs sont produits par les collisions électroniques mais les désexcitations conduisant à de tels états sont produits à la fois par des processus radiatifs et collisionnels.

Dans ce cas des informations détaillées sur les sections efficaces et les coefficients radiatifs sont nécessaires, par opposition au cas de l'ETL où les relations d'équilibre sont indépendantes de ces quantités car on tient compte d'un équilibre de processus qui sont vraiment inverses l'un de l'autre au sens de la microréversibilité.

2.3.4 - Etude des écarts à l'E.T.L.

Un calcul entrepris au sein de notre équipe [2.13] et tenant compte de tous les processus se rapportant aux 5 niveaux les plus bas de l'hélium montre que le niveau fondamental est en réalité beaucoup plus peuplé que ne l'indiquerait l'ETL.

La courbe 2.17.a montre que le niveau fondamental est d'autant plus peuplé que la température est plus élevée et que la densité est plus basse, ces écarts pouvant être de l'ordre de quelques unités à quelques centaines.

A l'aide de cette courbe nous pouvons, connaissant la température, déterminer la population du niveau fondamental $n(1)$ (Figure 2.17.b), facteur important pour le calcul des coefficients de recombinaison.

2.4 - Détermination de la température

2.4.1 - Généralités

L'intensité d'une raie est $I = \int I(\nu) d\nu$, nous mesurons en intégrant le profil $I_\lambda = \int I(\lambda) d\lambda$. Nous en déduisons que :

$$\frac{I}{I'} = k' \frac{I_1}{I'_1} \text{ où } k' = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2.$$

Pour évaluer $\frac{I}{I'}$, il faut donc tenir compte de ce coefficient k' en plus du coefficient k défini au paragraphe 2.1.1.3.

Par exemple :

$$\frac{I_{4686}}{I_{5876}} = 0,37 \left(\frac{I'}{I}\right)_{\text{Lu}} \quad \frac{I_{5876}}{I_{4471}} = 3,425 \left(\frac{I'}{I}\right)_{\text{Lu}}$$

Remarquons que notre appareillage donne rapidement l'intensité d'une raie c'est à dire l'aire de la courbe.

2.4.2 - Comparaison de l'intensité de deux raies de HeI

La formule la plus simple est [2.14] :

$$kT = \frac{E' - E}{\text{Log} \left[\frac{I}{I'} \left(\frac{\lambda}{\lambda'} \right)^3 \frac{g'}{g} \frac{f'}{f} \right]}$$

où I, λ, g, f sont l'intensité totale, la longueur d'onde, le poids statistique du niveau inférieur et la force d'oscillateur dont l'énergie d'excitation est E . Les quantités "primes" se rapportent à une deuxième raie.

Le choix d'un couple de raies est une affaire délicate car la différence $E' - E$ entre les raies fournissant un signal convenable est toujours très faible. Il est pratiquement impossible d'utiliser le couple $5876 \text{ \AA}$, $5015 \text{ \AA}$ qui donnent toutes les deux un profil régulier mais pour lequel $E' - E = 23,08 - 23,06 = 0,02 \text{ eV}$.

Nous avons choisi le couple $5876 \text{ \AA}$, $4471 \text{ \AA}$, pour lequel $E' - E = 0,66 \text{ eV}$ est une des valeurs les plus grandes possibles et où les forces d'oscillateur sont relativement bien connues.

Nous obtenons :

$$kT = \frac{0,66}{\text{Ln} \left(\frac{I_{5876}}{I_{4471}} \times 1,53 \right)} \quad \text{et} \quad \text{Ln:Log népérien}$$

$\frac{I}{I'} :$ le rapport donné directement par les aires des profils.

Le rapport $\frac{I}{I'}$, reste toujours voisin de l'unité pour $p = 1 \text{ Atm}$ il croit très légèrement en fonction du temps et les températures obtenues jusqu'à $30 \text{ } \mu\text{s}$ restent toujours voisines de $1,5 \text{ eV}$, plus la pression augmente et plus ce rapport diminue, donc la température est plus élevée aux fortes pressions. Ensuite elle décroît plus vite aux environs de $t = 15 \text{ } \mu\text{s}$.

Cette méthode présente plusieurs inconvénients :

- Elle suppose l'ETL sur tous les niveaux, nous avons vu que ce critère n'est pas vérifié pour le niveau fondamental.

- L'erreur faite sur les déterminations des températures peut être de l'ordre de 2 même avec des erreurs sur les déterminations des profils de l'ordre de 10 % et ceci est vrai surtout aux fortes pressions où le rapport des aires est compris entre 0,75 et 0,85 pour $p = 20 \text{ Atm}$.

Finalement cette méthode nous donne des indications sur la température sans nous donner des valeurs précises.

2.4.3 - Rapport de l'intensité d'une raie à son continu sur une bande de 100 Å de large centrée sur la raie

La figure 2.18 montre que cette détermination de la température est très précise. Elle ne pose pas comme condition qu'il y ait ETL sur tous les niveaux.

La principale difficulté provient de l'évaluation du continu: le continu apparaît assez nettement sur les profils pendant des temps courts $t < 3 \mu s$, ensuite il disparaît complètement.

Un essai d'évaluation de la température par cette méthode donne des résultats beaucoup plus grands (2 à 3 fois) que ceux obtenus par la méthode précédente.

2.4.4 - Comparaison de l'intensité de deux raies correspondant à des états d'ionisation différents

a) Généralités

Alors que le rapport des intensités de 2 raies de He I ne donne pas des valeurs précises du fait de la faible différence des niveaux d'énergie supérieurs des 2 raies et rend ce rapport pratiquement indépendant des changements de température, il n'en est plus de même en prenant 2 raies appartenant respectivement à He I et He II. La différence d'énergie des niveaux est augmentée de l'énergie d'ionisation qui est beaucoup plus grande que l'énergie thermique.

Cette méthode est la meilleure à la condition que les raies de He II apparaissent suffisamment longtemps. Nous la développerons en détail.

L'intensité totale I de la raie de longueur d'onde λ peut s'écrire en fonction de la densité de la population $n(p)$ du niveau supérieur de nombre quantique principal p et de poids statistique g_p par

$$I = C \frac{n(p) g_f}{g_p \lambda^3} \quad (2.4)$$

avec $C = 2 \pi h c^2 \frac{1}{a_0^3}$, a_0 rayon classique électronique.

Cette formule est valable pour toutes les transitions n'aboutissant pas au fondamental à la condition que la raie ne soit pas affectée par l'absorption propre. g est le poids statistique du niveau inférieur et f la force d'oscillateur de la raie.

La constante C est indépendante de la raie.

Seul $n(p)$ dépend de l'état du plasma.

Pour des densités électroniques $n_e > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, c'est à dire dans le cas où il y a ETL complet, les équations de Boltzmann et de Saha permettent de trouver à l'aide de la formule précédente [2.14]:

$$\frac{I'}{I} = \frac{f'g'\lambda^3}{f_g \lambda'^3} (4 \pi^{3/2} a_0^3 n_e)^{-1} \left(\frac{kT}{E_H}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E' + E_I - E - \Delta E_I}{kT}\right)$$

I' correspond à He II d'énergie supérieure E' et I à He I d'énergie supérieure E . ΔE_I abaissement du potentiel d'ionisation E_I de He I.

Cette formule est très précise (moins de 10 % d'erreur).

Pour des densités inférieures à 10^{18} il faut tenir compte des écarts à l'ETL, et en utilisant l'équation d'équilibre coronal $\frac{n_i^{++}}{n_i^+} = \frac{S}{\alpha}$ (S coefficient d'ionisation radiativo-collisionnel et α coefficient¹ de recombinaison correspondant à He II) et les équations de Saha relatives aux particules une fois ionisées et deux fois ionisées on aboutit à l'expression :

$$\frac{I'}{I} = \frac{f'g'\lambda^3}{f_g \lambda'^3} \exp\left(\frac{E_I^+ - E' - E_I + E}{kT}\right) \frac{S}{\alpha}$$

E_I^+ énergie d'ionisation de He II.

Ce rapport est alors indépendant de n_e et la courbe (2.19) [2.14] donne la rapport $\frac{I'}{I}$ en fonction de la température avec une erreur inférieure à 4 % pour les raies 5876 Å et 4686 Å.

Cette méthode a été utilisée car la raie 4686 Å est assez intense suffisamment longtemps, 8 à 9 μs pour $p = 20 \text{ Atm}$, 20 à 30 μs pour $p = 1 \text{ Atm}$.

La seule condition pour l'applicabilité de cette formule est que le plasma soit optiquement épais pour la raie de résonance de l'hélium ionisé. Or, nous ne sommes pas certains que ce critère soit rempli.

Dans la plupart des cas le plasma n'est ni complètement mince ni complètement épais. Drawin calcule alors tous les écarts à l'ETL [2.15] et ses résultats sont utilisés par Mewe [2.16] pour l'évaluation de $\frac{I'}{I} = f(T)$. Les

formules sont plus générales. La relation employée pour l'équilibre coronal dans un cas quelconque est :

$$\frac{n_i^{++}}{n_i^+} = \frac{1 + T/s}{1 + T} (1 + AT)^{-1} \left(\frac{n_i^{++}}{n_i^+} \right)_o$$

L'indice o se rapportant au cas d'un plasma optiquement mince.

$T = 1$ pour un plasma optiquement épais pour Lyman α .

$T = 0$ plasma optiquement mince.

s est une fonction de la température et A un coefficient numérique faible dépendant de n_e et T_e .

Les résultats sont donnés pour des températures comprises entre 2 et 11 eV et paramétrées en d' grandeur caractéristique des dimensions du plasma ($1/4$ du rayon de la sphère).

Pour des valeurs de d' comprises entre 0 et 1 les courbes de Mewe sont pratiquement confondues avec celle de Griem pour des densités n_e de l'ordre de 10^{16} à 10^{18} cm^{-3} . (d' en cm)

Il y a des différences plus marquées aux densités plus faibles, par exemple pour $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $I'/I = 10^{-1}$. $T = 3,7$ eV pour Griem et 4,6 eV pour Mewe.

Les résultats sont applicables à des plasmas inhomogènes et transitoires mais les risques d'erreur sont plus grands.

b) Evaluation de la température

Les profils des raies $5876 \text{ \AA}$ et $4686 \text{ \AA}$ sont assez réguliers, la raie $4686 \text{ \AA}$ est suffisamment isolée (figure 2.10). La raie la plus proche $4713 \text{ \AA}$ a une intensité bien plus faible.

. Elle n'est donc pas gênante pour l'obtention de I_{4686} .

L'intensité de la raie $4686 \text{ \AA}$ décroît très lentement par rapport à celle de la raie $5876 \text{ \AA}$.

Le tableau IV indique les valeurs du rapport $\frac{I'}{I}$ et la courbe 2.20 donne les valeurs des températures obtenues en fonction du temps et de la pression.

Tableau V

Rapport d'intensités $\frac{I'_{4686}}{I'_{5875}}$ de deux raies d'hélium

$\begin{matrix} P(\text{Atm}) \\ t(\mu\text{s}) \end{matrix}$	1	2,5	5	10	15	20
1	0,03	0,03	0,03	0,032	0,04	0,046
2	0,013	0,014	0,016	0,022	0,038	0,065
3	0,0185	0,021	0,023	0,035	0,065	0,12
4	0,019	0,022	0,026	0,038	0,067	0,12
5	0,016	0,019	0,022	0,035	0,05	0,09
6	0,011	0,014	0,017	0,028	0,046	0,085
7	0,009	0,012	0,014	0,025	0,042	0,08
8	0,0074	0,0091	0,011	0,021	0,04	0,07
9	0,0063	0,0083	0,0095	0,018	0,038	
10	0,0052	0,007	0,0085	0,015		
11	0,0048	0,006	0,0074			
12	0,0044	0,005	0,0063			
13	0,0042	0,0045	0,005			
14	0,0040	0,004				
15	0,0035	0,003				
16	0,0033	0,0025				
17	0,0032					

- Nous supposons que les valeurs obtenues représentent les valeurs moyennes de la température du plasma.

- Nous remarquons que le rapport $\frac{I'}{I}$ subit toujours une augmentation pour atteindre un maximum pour des temps compris entre 3 et 4 s. Il diminue ensuite très lentement. La température du plasma suit la même variation que le rapport $\frac{I'}{I}$. Ce résultat bien que surprenant est en parfait accord avec la théorie hydrodynamique (Chapitre I).

- La durée de l'impulsion lumineuse fournie par la raie $4686 \text{ \AA}$ limite l'utilisation de cette méthode à une dizaine de microsecondes aux fortes pressions.

- Les courbes donnant la température montrent que le plasma est toujours très chaud (T compris entre $30.000 \text{ }^\circ\text{K}$ et $45.000 \text{ }^\circ\text{K}$).

La température reste toujours très élevée dès que la raie $4686 \text{ \AA}$ existe: Mewe donne une température de 2 eV pour un rapport $I'_{4686}/I_{5876} = 10^{-5}$.

- La température est d'autant plus élevée que la pression est grande. Ceci est en accord avec les températures mesurées avec les raies 5876 et $4471 \text{ \AA}$. Pour ces fortes pressions l'énergie absorbée initialement par le plasma est plus grande, le rayon plus petit et la recombinaison se fait plus rapidement, tous ces facteurs peuvent expliquer le fait que la température est plus élevée.

Lorsque la raie $4686 \text{ \AA}$ n'est plus visible le plasma se refroidit plus vite aux fortes pressions comme l'indique le rapport des intensités des raies 5876 et $4471 \text{ \AA}$.

- Si l'ETL était vrai sur tous les niveaux on aboutirait à la situation assez paradoxale qu'aux faibles pressions la densité de neutres dans l'état fondamental $n(1)$ est supérieure à celle des neutres aux pressions de remplissage supérieures. En effet, les deux facteurs n_e et T jouent ensemble pour arriver à cette situation.

Les courbes 2.17 montrent que le niveau fondamental est plus peuplé en réalité et que l'écart à l'ETL est d'autant plus grand que n_e est faible. Ceci aurait pour but de ramener n_a à des valeurs comparables quelle que soit la pression.

- Notons que bien que les températures restent toujours voisines le rapport I'/I subit de grandes variations en fonction de la pression.

Par exemple :

$$t = 2 \text{ } \mu\text{s} \quad p = 20 \text{ Atm} \quad I'/I = 0,065 \quad \text{et} \quad p = 1 \text{ Atm} \quad I'/I = 0,013$$

$$t = 5 \text{ } \mu\text{s} \quad p = 20 \text{ Atm} \quad I'/I = 0,09 \quad p = 2,5 \text{ Atm} \quad I'/I = 0,019$$

Ces fortes variations de I'/I n'entraînent pas de grandes variations sur la température.

2.5 - Détermination de la densité des atomes dans l'état fondamental $n(1)$ de la densité des ions He^+ et He^{++} et de la pression moyenne du plasma

2.5.1 - Population des atomes dans l'état fondamental $n(1)$

Dans le cas d'un plasma réel les courbes 2.17 permettent d'obtenir immédiatement la population du niveau fondamental connaissant la densité électronique et la température.

Nous avons tracé en pointillé sur la courbe 2.17.b les valeurs de $n(1)$ à l'E.T.L. pour $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Pour $n_e \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ le plasma peut être considéré comme étant à l'E.T.L.

2.5.2 - Densité des ions une fois et deux fois ionisés

Le calcul exact de n_i^{++} étant difficile, nous nous contenterons d'un ordre de grandeur en utilisant les équations de Saha relatives à n_i^+ et n_i^{++} .

$$\frac{n_e n_i^+}{n_a} = 2 \frac{U_1}{U_0} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_1 - \Delta E_1}{kT} \right)$$

$$\frac{n_e n_i^{++}}{n_i^+} = 2 \frac{U_2}{U_1} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_2 - \Delta E_2}{kT} \right)$$

où E_1 et E_2 sont respectivement les potentiels d'ionisation de HeI et HeII .

U_0, U_1, U_2 sont les fonctions de partition correspondant aux atomes neutres, aux ions He^+ et He^{++} :

$$U_0 = \sum_i g_o^i \exp \left(- \frac{E_o^i}{kT} \right)$$

g_o^i poids statistique du niveau d'énergie E_o^i .

$$U_1 = \sum_j g_1^j \exp\left(-\frac{E_1^j}{kT}\right)$$

$$U_2 = 1$$

Les sommations sur i et j sont effectuées depuis le niveau fondamental jusqu'au niveau dont l'énergie correspond à l'énergie d'ionisation diminuée ($E_1 - \Delta E_1$, $E_2 - \Delta E_2$).

Les abaissments de potentiel d'ionisation ΔE_1 et ΔE_2 sont dus à l'interaction entre les électrons liés dont les niveaux d'énergie correspondent à des nombres quantiques principaux élevés avec les particules chargées du plasma (Microchamps électriques dans le plasma).

En tenant compte de l'équation de quasi-neutralité

$$n_e = n_i^+ + 2 n_i^{++}$$

on peut calculer la composition du plasma.

La figure 2.21 montre que dans les conditions de l'expérience n_i^+ est de 10 à 1000 fois supérieur à n_i^{++} . On peut considérer que $n_i^+ = n_e$.

2.5.3 - Pression moyenne du plasma

$$\text{La pression du plasma est } P = (n_a + n_e + n_i^+ + n_i^{++})kT - \Delta P$$

ΔP est le terme correctif de Debye-Hückel, il correspond à l'abaissement de la pression du plasma par rapport à la pression d'un gaz parfait contenant le même nombre de particules.

En première approximation on peut prendre $P = 2 n_e kT$.

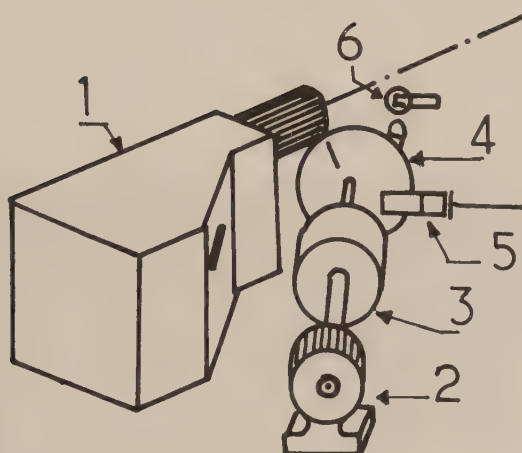
La figure 2.22 montre que la pression moyenne du plasma reste toujours voisine à la pression de remplissage aux "faibles pressions" de remplissage de l'enceinte. Aux fortes pressions de remplissage $P < P_0$.

Sur la même figure nous avons représenté quelques valeurs obtenues par Litvak et Edwards [5] dans l'hydrogène et les valeurs obtenues par Ahmad et al. dans l'Hélium [2.9].

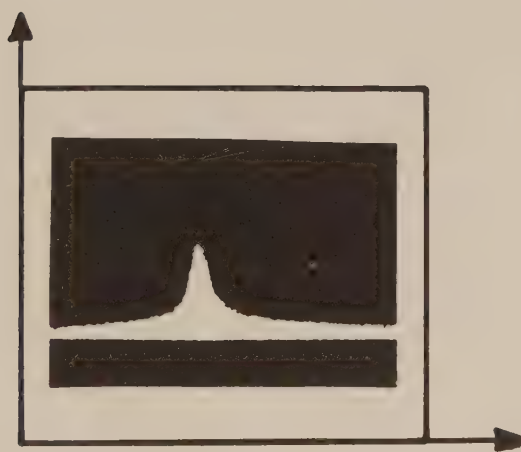
Bibliographie du Chapitre 2

- [2.1] G. BARAVIAN, J. BRETAGNE, J.L. DELCROIX, J. GODART, G. SULTAN. Rapport interne L.P. 83 (1967).
- [2.2] G. BARAVIAN, J. BRETAGNE, J.L. DELCROIX, J. GODART et G. SULTAN. C.R.A.S. 267, 639 (1968).
- [2.3] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, G. CALLEDE, J. GODART et G. SULTAN. Rapport interne L.P. 108 (1970).
- [2.4] G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J. GODART et G. SULTAN. Phys. Letters 30A, 198 (1969).
- [2.5] Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New-York, London, p. 303 (1965).
- [2.6] H.R. GRIEM. Plasma Spectroscopy. Mc Graw Hill, New-York, p. 91 (1964).
- [2.7] L. SPITZER. Physique des gaz complètement ionisés, Dunod Paris, p. 80 (1959).
- [2.8] J.L. DELCROIX. Physique des Plasmas. Dunod Paris, p. 214 (1963).
- [2.9] N. AHMAD, B.C. GALE and M.H. KEY. Proc. Roy. Soc. A 310, 231 (1969).
- [2.10] H.R. GRIEM. Plasma Spectroscopy, p. 305.
- [2.11] C. DEUTSCH. Phys. Letters 28A, 525 (1968) et 28A, 752 (1969).
H.W. DRAWIN. Z. Physik 228, 99 (1969).
- [2.12] H.R. GRIEM. Plasma Spectroscopy, p. 151.
- [2.13] J. BRETAGNE. Rapport interne L.P. 122 (1970).
- [2.14] H.R. GRIEM. Plasma Spectroscopy, p. 274.
- [2.15] H.W. DRAWIN et F. EMARD. Rapport EUR-CEA-FC.534 (1970).
- [2.16] R. MEWE. Brit. J. Appl. Phys. 18, 107 (1967).

Caméra tournante.



- 1_Spectrographe
- 2_Moteur
- 3_Tambour photographique
- 4_Disque fendu
- 5_Cellule photoélectrique
- 6_Optique de la synchro



$$\lambda_0 = 5876 \text{ \AA}$$

$$p_0 = 5 \text{ Atm}$$

Abscisse : $1 \text{ \AA} / \text{mm}$

Ordonnée : $1 \mu\text{s} / \text{mm}$

Fig. 2.1 - Schéma du montage (figure du haut) permettant d'obtenir l'évolution temporelle de la largeur d'une raie (figure du bas)



Fig. 2.2 - Photographie de l'analyseur

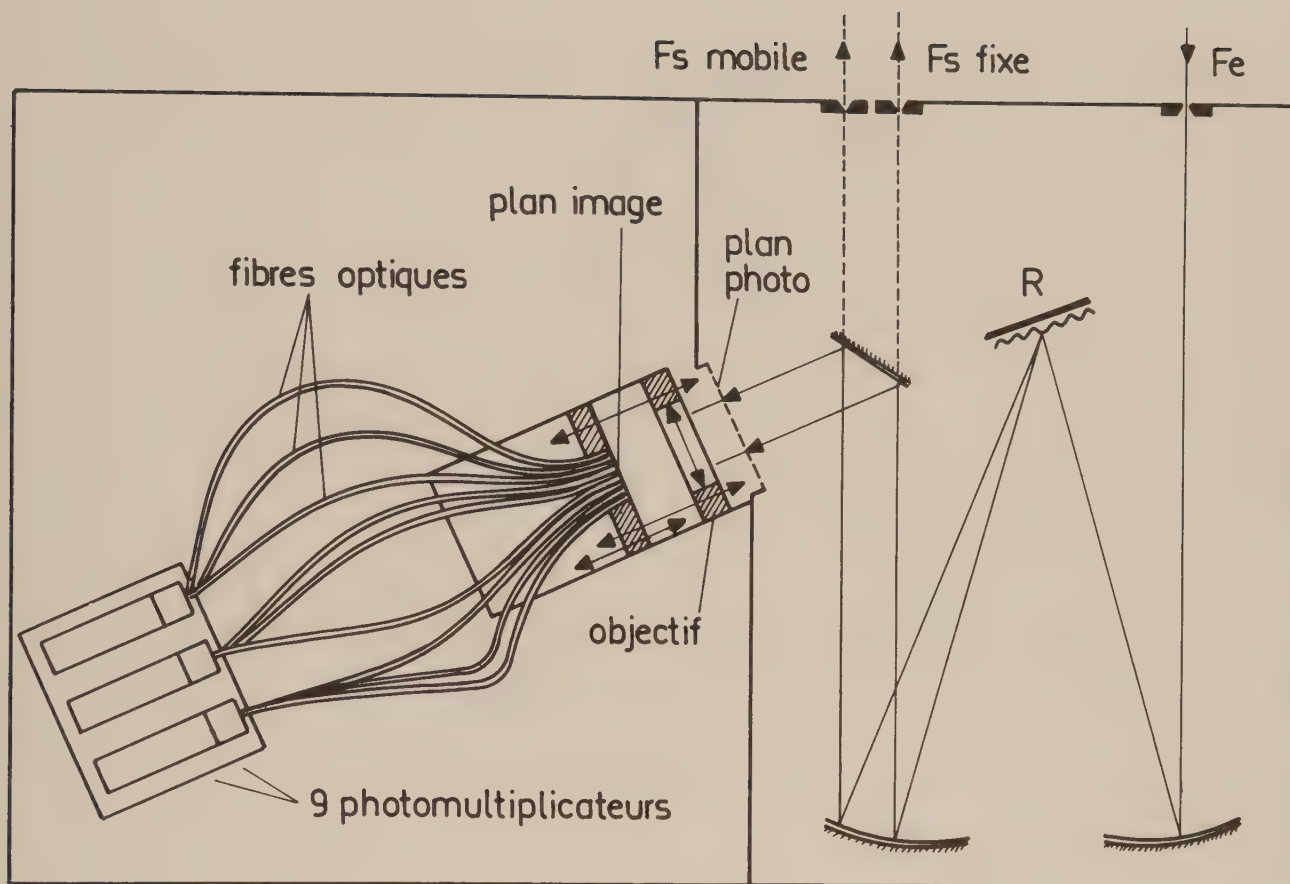


Fig. 2.3 - Schéma du montage spectroscopie-analyseur

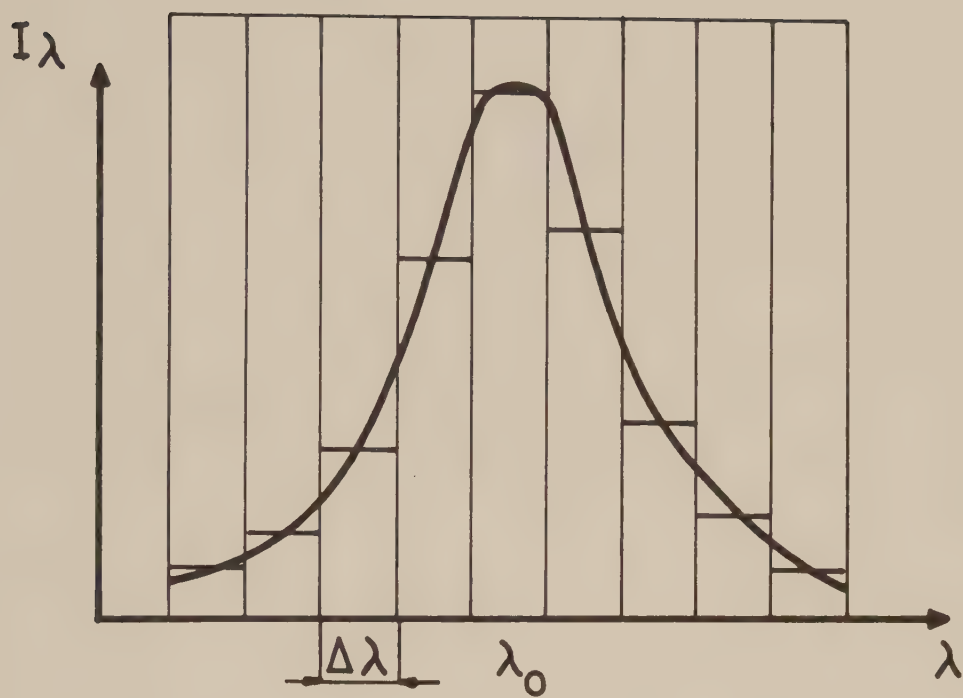


Fig. 2.4 - Exemple de distribution de l'intensité lumineuse dans le plan image (plan d'entrée des fibres) pour un profil donné.

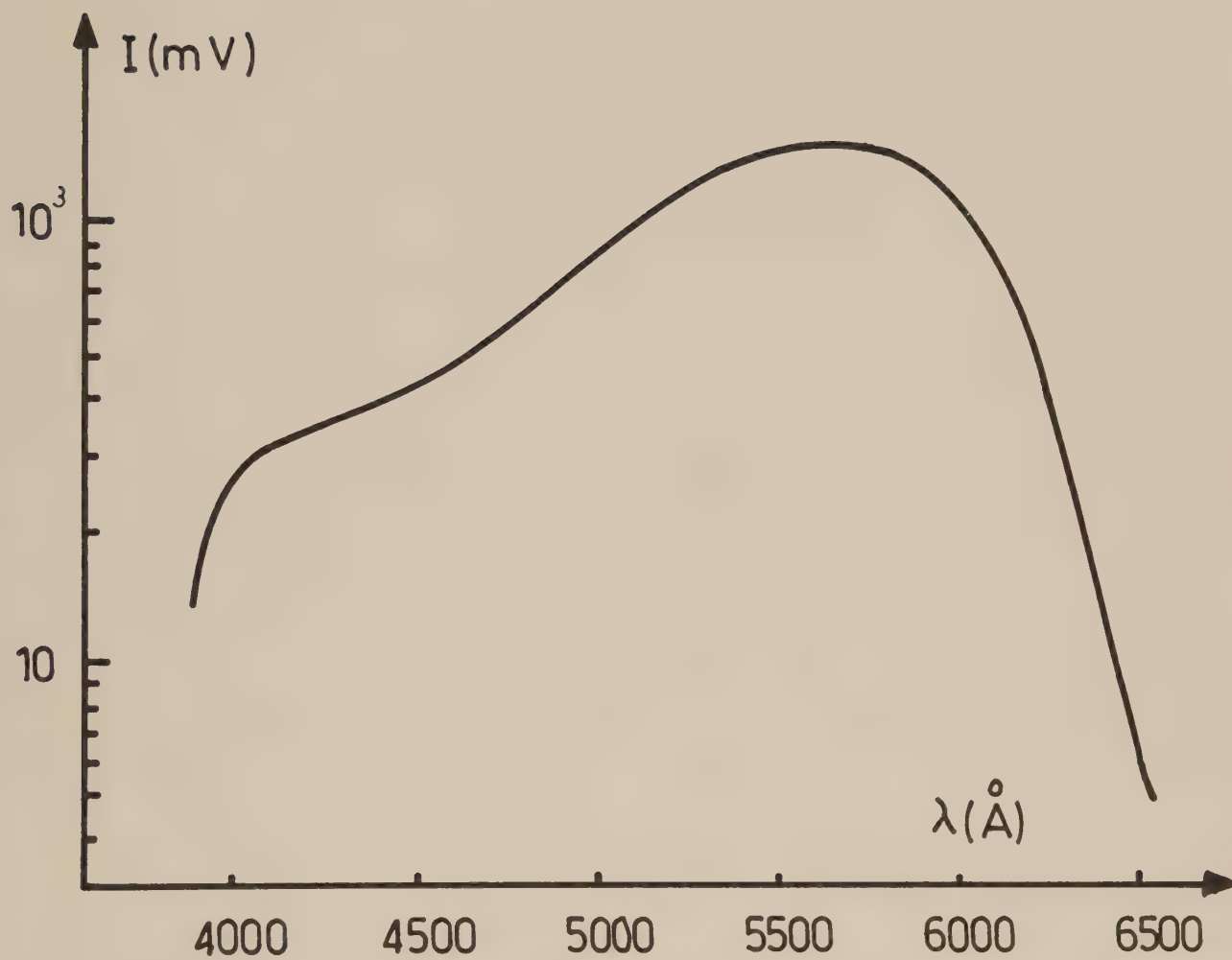


Fig. 2.5 - Courbe de réponse du P.M. sur le canal n° 5

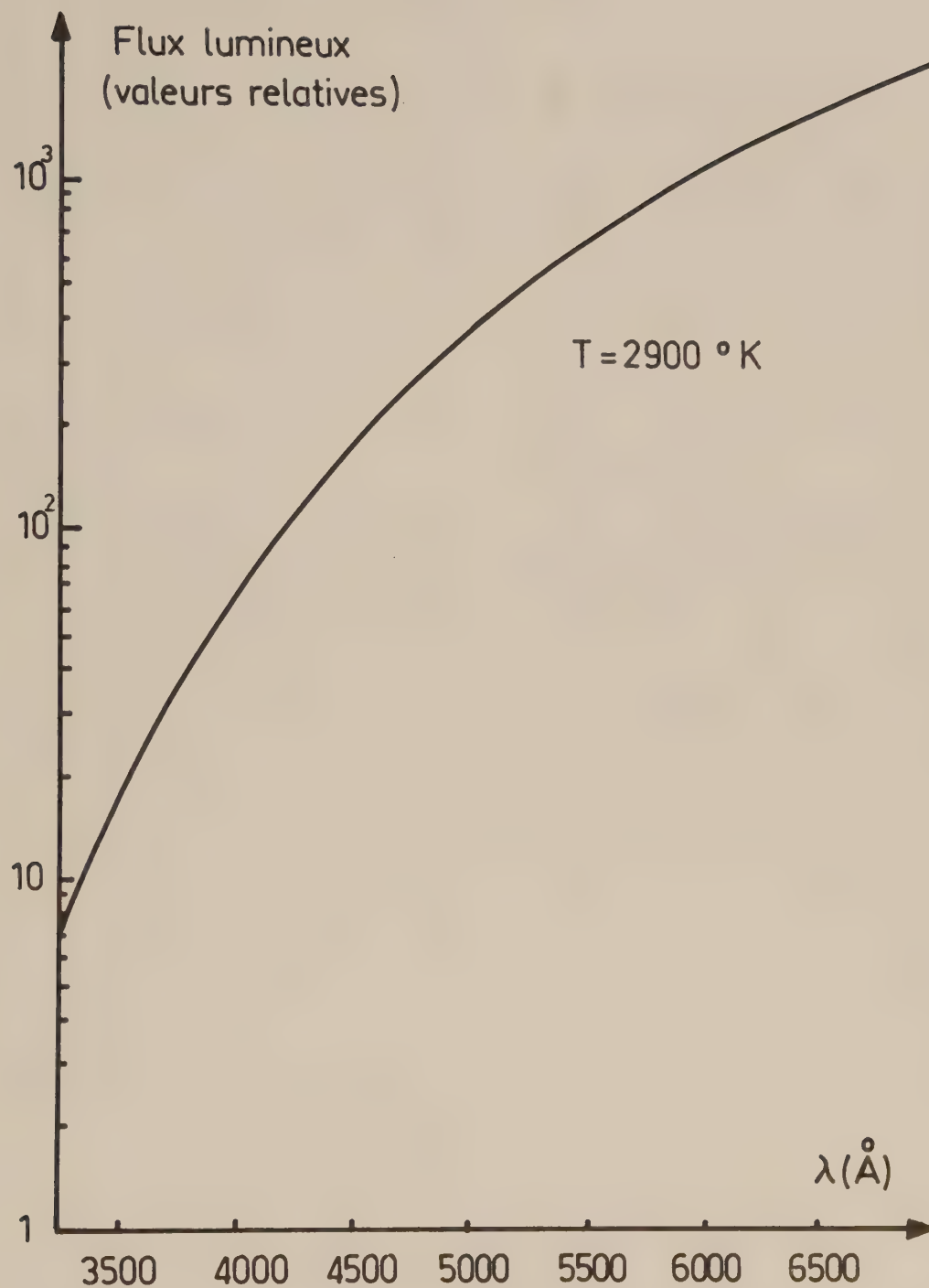


Fig. 2.6 - Luminance de la lampe à ruban de tungstène.

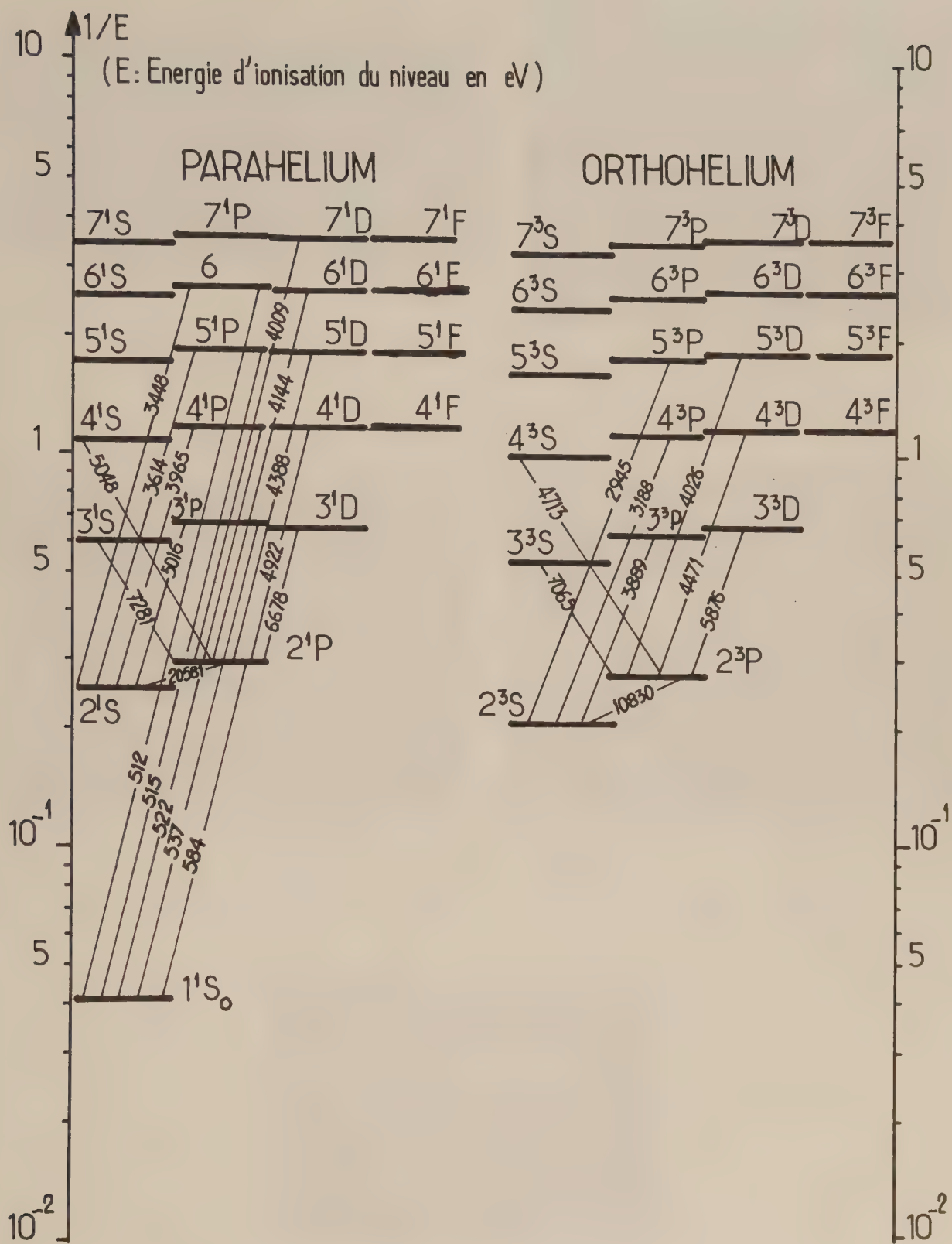
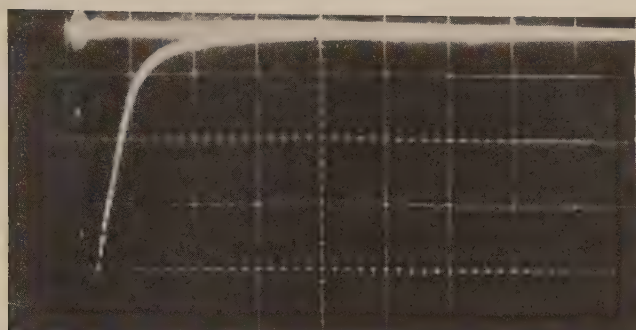
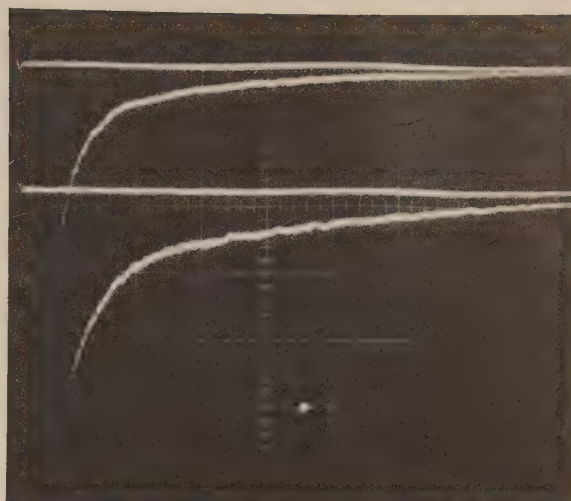


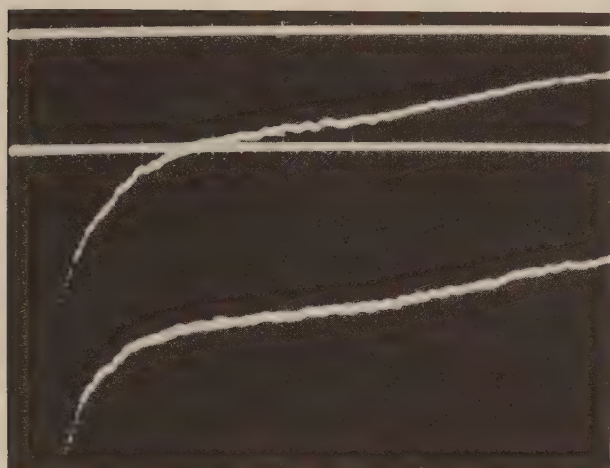
Fig. 2.7 - Diagramme de Grotrian de He I.



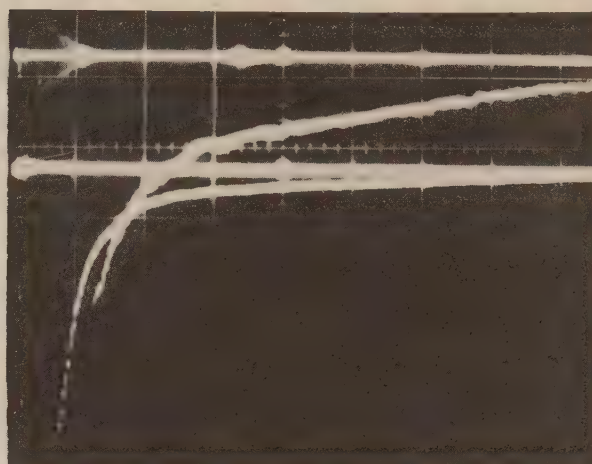
Canal 1 Ordonnée : 0,5 V/div
Abscisse : 2 μ s/div



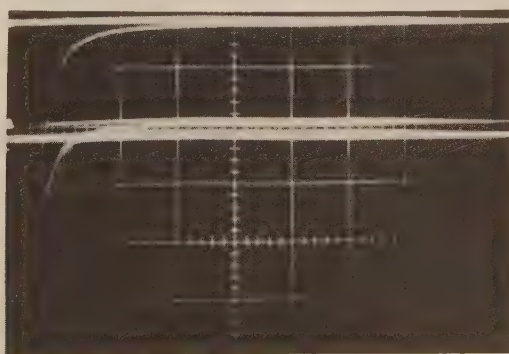
2(haut) } Ordonnée : 0,5 V/div
3(bas) } Abscisse : 2 μ s/div



4(haut) } Ord. : 0,5 V/div
5(bas) } Abscisse : 2 μ s/div
 Ord. : 1 V/div



6(haut) } Ord. : 0,1 V/div
7(bas) } Abscisse : 2 μ s/div
 Ord. : 1 V/div



8(haut) } Ord. : 0,5 V/div
9(bas) } Abscisse : 2 μ s/div
 Ord. : 1 V/div

Fig. 2.8 - Jeu d'oscillogrammes pour $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ et $P_0 = 1 \text{ Atm}$. He
L'ordonnée représente l'intensité lumineuse recueillie sur
chaque canal couvrant une largeur de 4 $\text{\AA}$

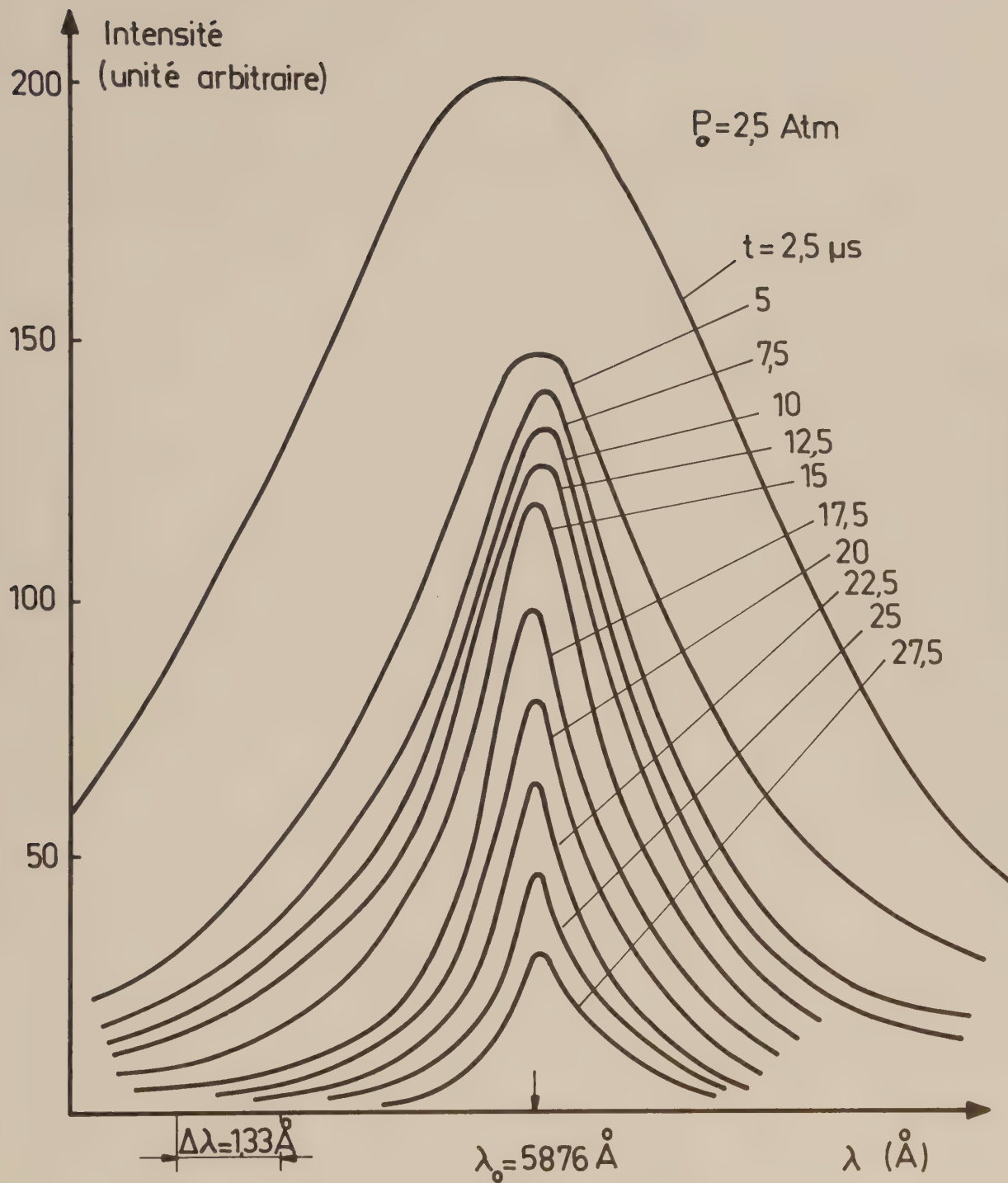


Fig. 2.9 - Profil de la raie He I $\lambda = 5876 \text{ Å}$ pour une pression de remplissage $P_0 = 2,5 \text{ Atm}$ et à différents temps.

Fig. 2.10 - Profil de la raie He II $\lambda = 4686 \text{ \AA}$
pour $P_0 = 10 \text{ Atm}$.

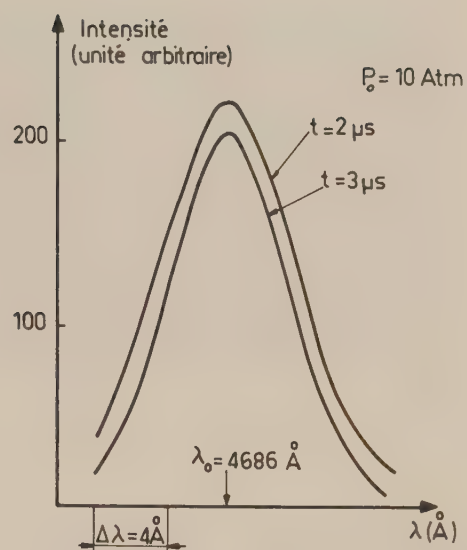


Fig. 2.11 - Profil de la raie He I $\lambda = 5876 \text{ \AA}$
pour des temps inférieurs à $1 \mu\text{s}$
et à différentes pressions.

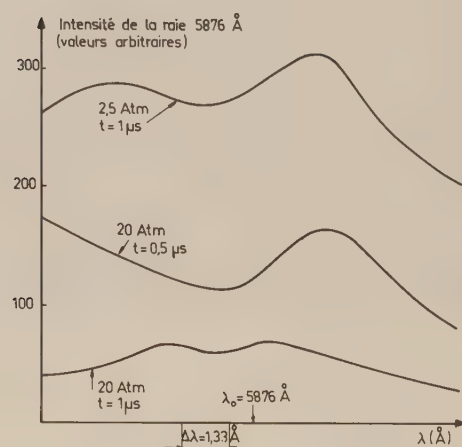
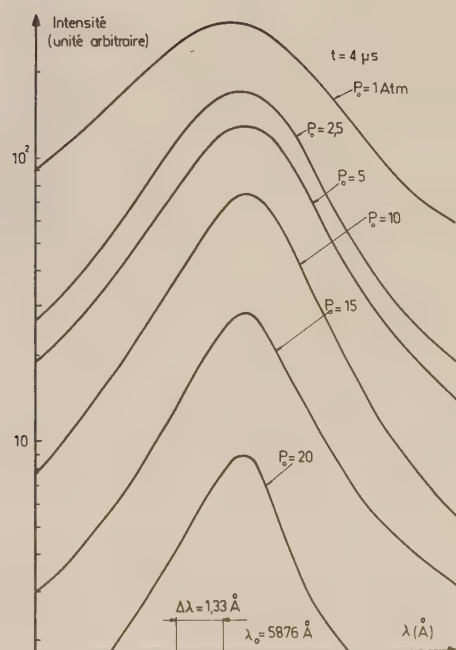
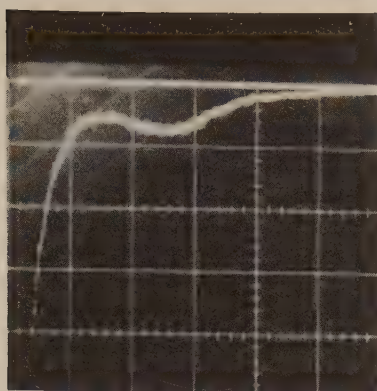
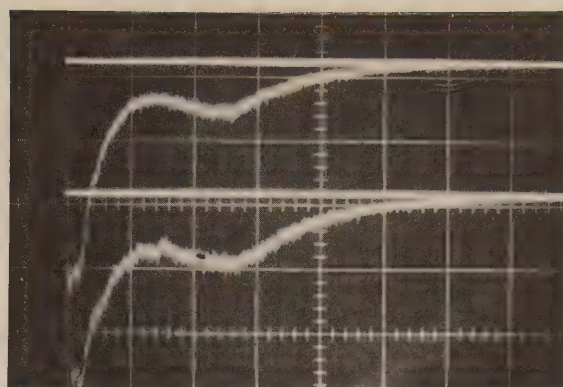


Fig. 2.12 - Profil de la raie He I $\lambda = 5876 \text{ \AA}$
pour un temps $t = 4 \mu\text{s}$ et à différentes
pressions.

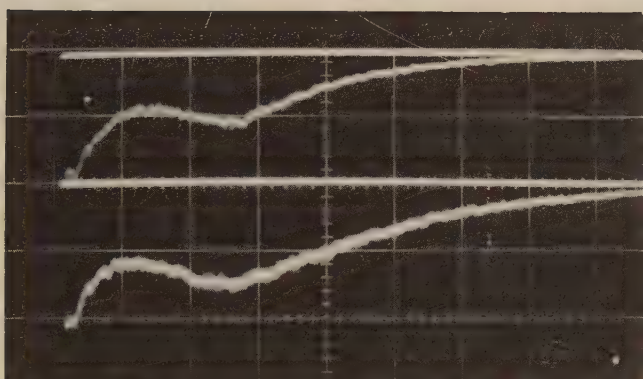




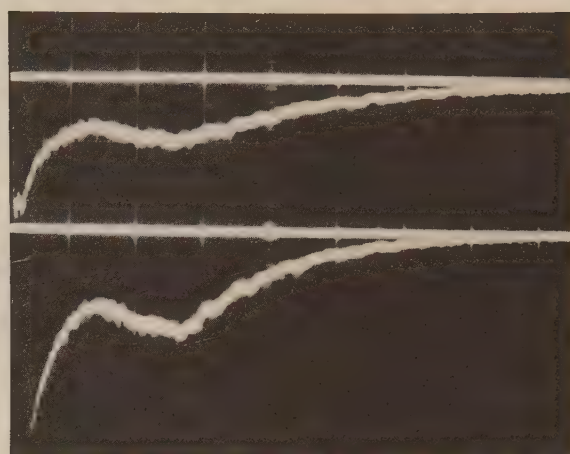
Canal 1 0,05V/div



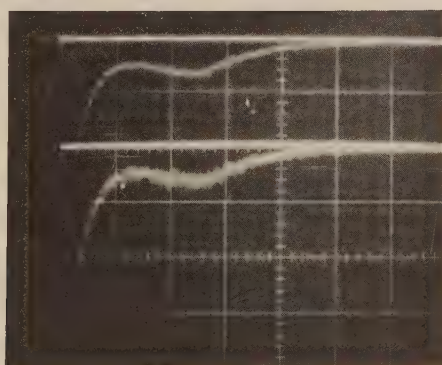
2 { 0,1 V/div
3 {



4 0,1V/div
5 0,2V/div



6 0,05V/div
7 0,1 V/div



8 0,05 V/div
9 0,05 V/div

$p_0 = 1 \text{ atm}$

Fig. 2.13 - Jeu d'oscillogrammes pour $\lambda = 5876 \text{ \AA}$
Ordonnées : Intensités lumineuses
Abscisse : Temps $5 \mu \text{ s/div}$.

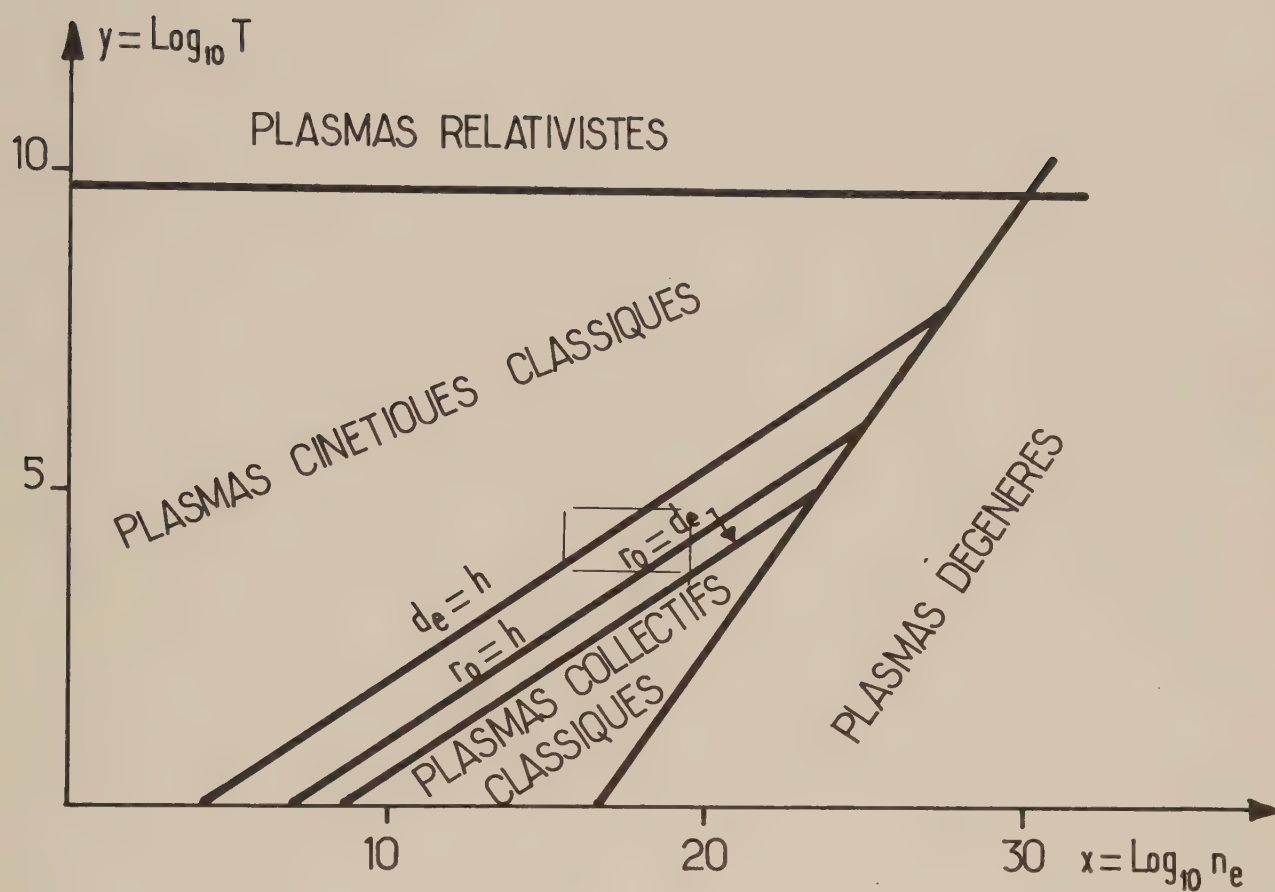


Fig. 2.14 - Diagramme de classification des plasmas ($Z = 1$).
Le domaine correspondant à nos expériences est indiqué sur la figure.

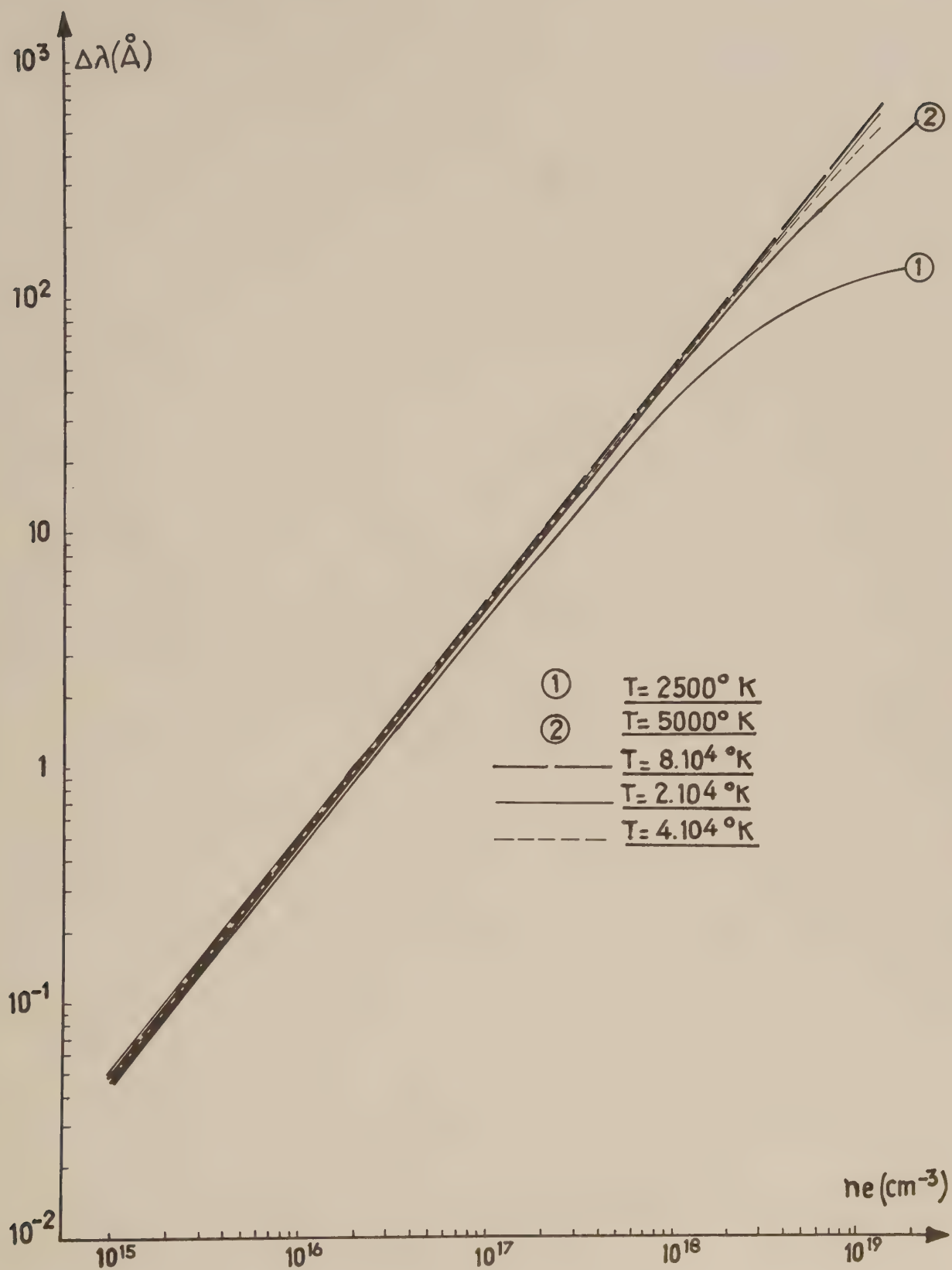


Fig. 2.15 - Elargissement Stark de la raie He I 5876 Å.

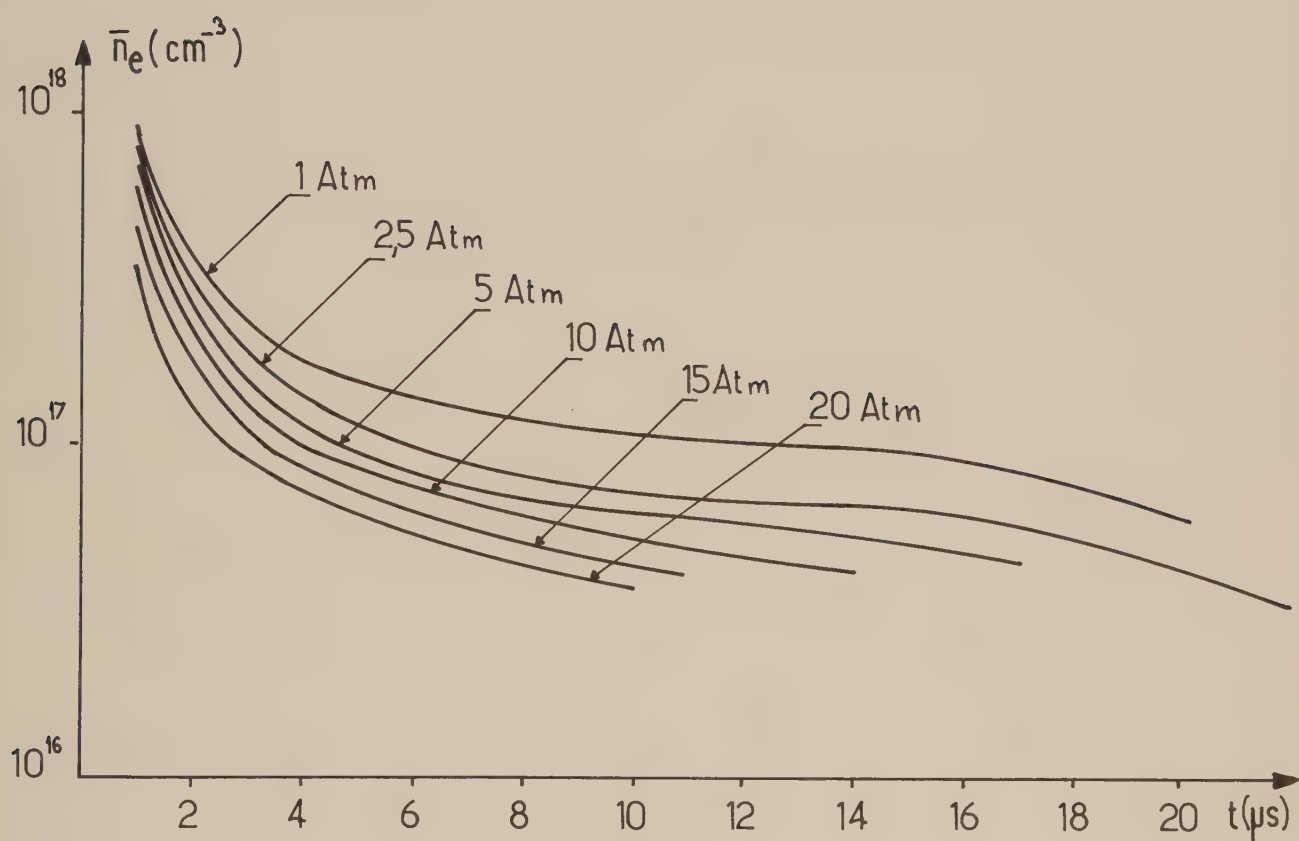
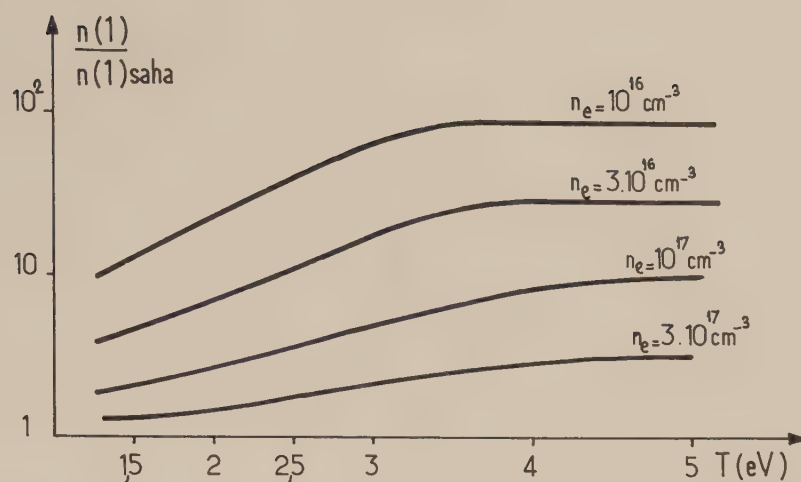


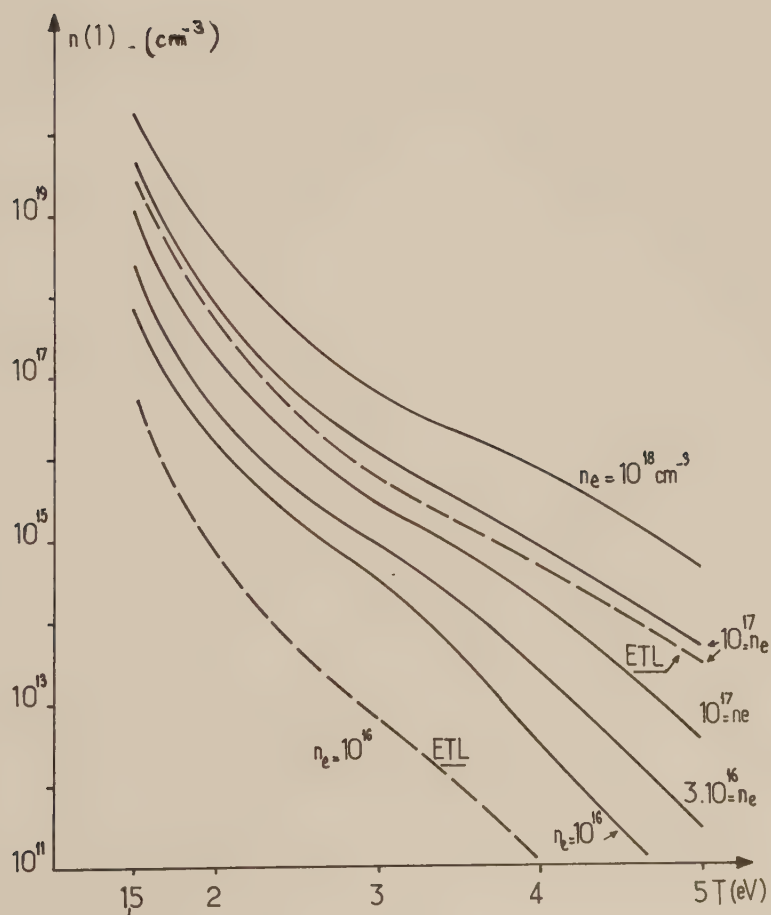
Fig. 2. 16 - Evolution de la densité électronique moyenne pour différentes pressions P_0 .

Fig. 2.17 a



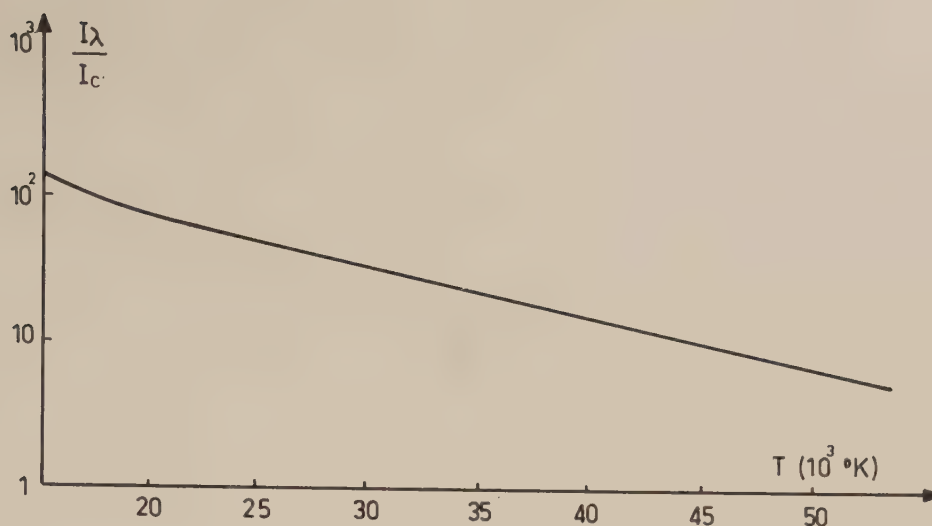
Rapport calculé de la densité des atomes d'Hélium dans l'état fondamental à la densité des atomes dans le même état correspondant à l'E. T. L.

Fig. 2.17 b



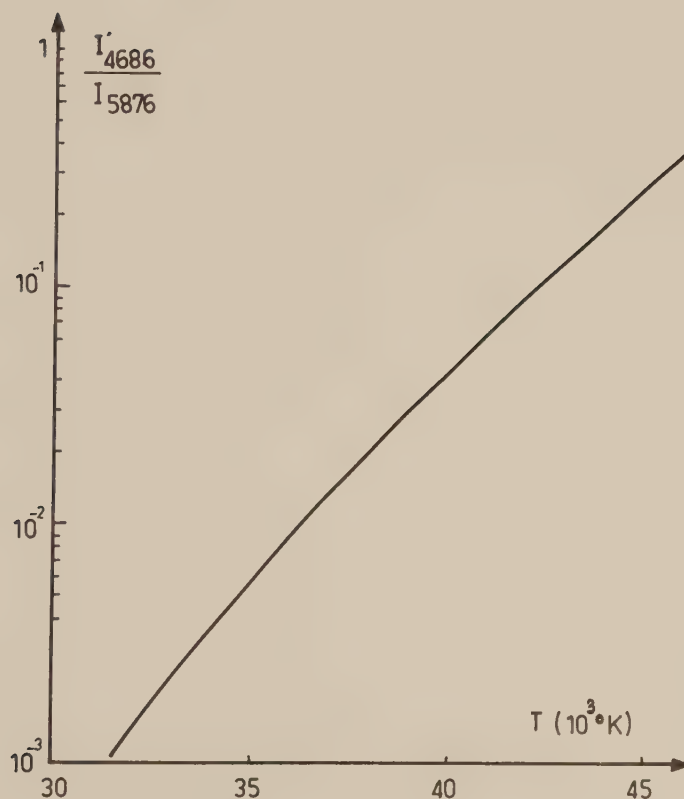
Population du niveau fondamental de l'atome He I.

Fig. 2.18



Rapport de l'intensité de la raie $\lambda = 5\,876 \text{ \AA}$ à l'intensité du continu sur $\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$ centré sur la raie.

Fig. 2.19



Rapport des intensités des raies He II $\lambda = 4\,686 \text{ \AA}$ et He I $\lambda = 5\,876 \text{ \AA}$ en fonction de la température pour $n_e \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

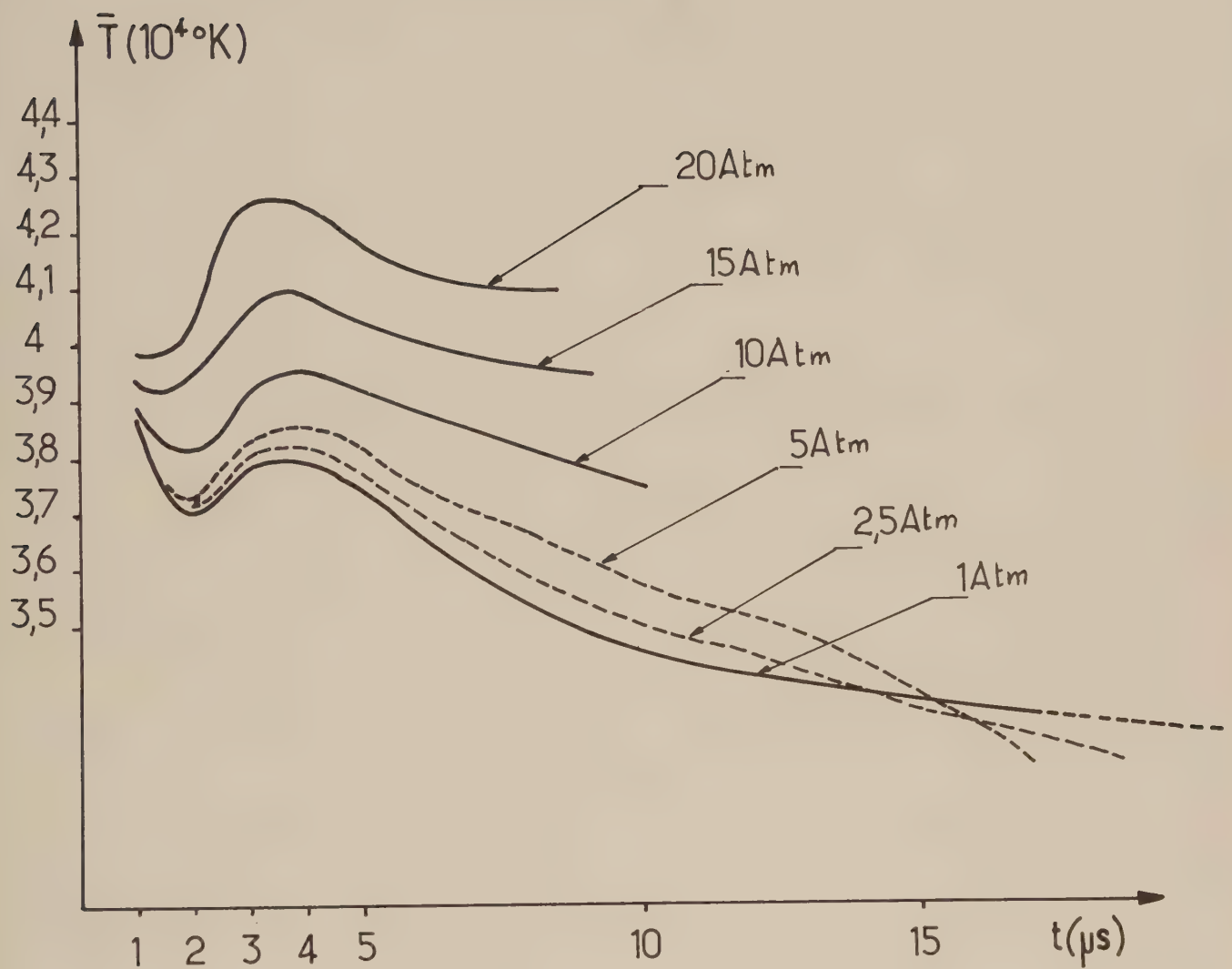
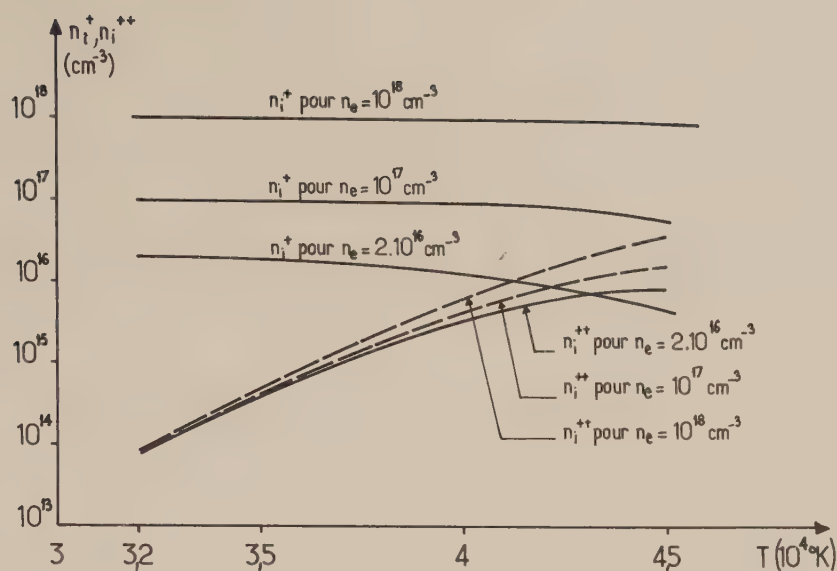


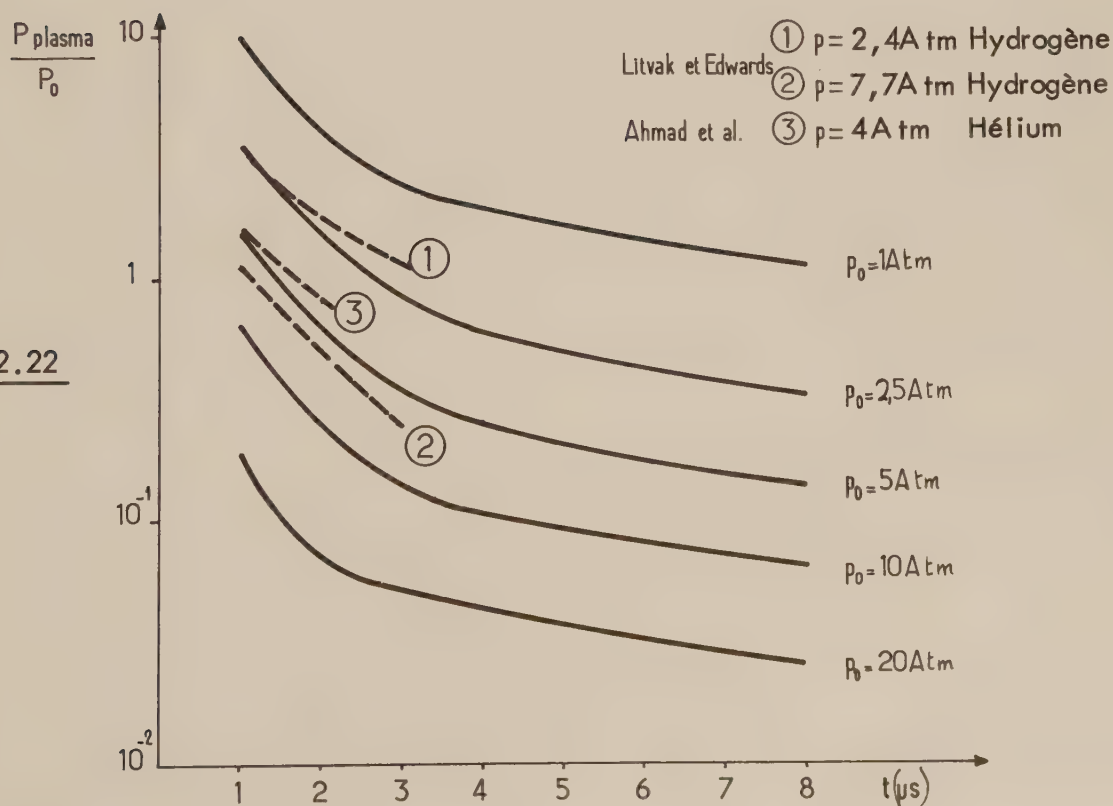
Fig. 2.20 - Evolution de la température électronique moyenne en fonction du temps pour différentes pressions.

Fig. 2.21



Densité des ions He^+ et He^{++} calculée d'après l'E.T.L. en fonction de la température pour différentes densités électroniques.

Fig. 2.22



Evolution de la pression moyenne du plasma ramenée à la pression antagoniste P_0

CHAPITRE 3

RECOMBINAISON COLLISIONNELLE AVEC LES ELECTRONS ET LES NEUTRES

3.1 - Introduction

Les modèles que nous allons présenter supposeront tous que les températures et les densités électroniques considérées ne sont pas trop élevées et que les dimensions caractéristiques du plasma sont grandes. Dans le cas contraire l'évolution du plasma serait gouvernée par des équations hydrodynamiques.

Compte tenu de la remarque précédente, l'étude de la recombinaison collisionnelle peut d'une façon générale s'entreprendre à partir de deux formalismes. Un qui met en jeu l'aspect collisions binaires-chocs proches, un autre l'aspect collisions binaires-chocs lointains.

Ces formalismes ont un point commun : il existe sur l'ensemble des niveaux de l'atome, un niveau p_c dit de coupure (qui est fonction des paramètres densité et température électronique) et qui délimite deux régions. Une première région telle que les niveaux q où $q \geq p_c$ sont à l'équilibre thermodynamique avec les particules libres et une seconde région telle que les niveaux p avec $p < p_c$ sont hors d'équilibre à la température considérée et où l'irréversibilité des collisions existe, assurant le processus de la recombinaison.

Ils diffèrent quant aux traitements choisis et aux hypothèses prises pour la détermination des sections efficaces de collisions inélastiques. Le problème essentiel étant dans les deux cas, le calcul des échanges d'énergie lors des collisions.

L'idée de l'existence d'une recombinaison collisionnelle (ou à trois corps) est due à d'Angelo [3.1], qui avait constaté un désaccord d'un à deux ordres de grandeurs entre les valeurs expérimentales du coefficient de recombinaison à densité électronique élevée et les valeurs théoriques données par la théorie de la recombinaison radiative.

Hinnov et Hirschberg [3.2] ont repris les travaux de d'Angelo en considérant contrairement à ce dernier que la principale con-

tribution de ce nouveau mécanisme (dit recombinaison collisionnelle) provient des transitions entre états liés par collisions inélastiques et superélastiques avec les électrons libres. Ils ont les premiers introduit l'idée d'un niveau critique p_c qu'ils ont défini par la condition :

$$\frac{g_p}{g_{p-1}} \exp \left(- \frac{E_p - E_{p-1}}{kT} \right) = 1 \quad (3.1)$$

où g_p représente le poids statistique du niveau p
 E_p l'énergie du niveau p .

La condition (3.1), compte tenu de la relation de microréversibilité conduit à :

$$\kappa(p_c, p_c-1) = \kappa(p_c-1, p_c) \quad (3.2)$$

où $\kappa()$ représente le coefficient de probabilité du transfert considéré entre les niveaux p_c et p_c-1 .

D'après leurs estimations, la valeur de p_c peut être obtenue à partir de la relation (3.1) et donne :

$$p_c \approx \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

en faisant l'hypothèse que les niveaux considérés sont des niveaux hydrogénoïdes.

avec E_H énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène
 kT en électron-volt.

Cette relation montre que plus la température électronique est élevée plus le nombre de niveaux est faible pour assurer la recombinaison (les électrons étant plus énergétiques, peuvent plus facilement réioniser un atome excité).

Hinnov-Hirschberg ont supposé une densité électronique élevée de telle sorte qu'au voisinage du niveau critique les processus collisionnels l'emportent sur les processus radiatifs. Ils ont, en consi-

dérant une distribution des vitesses des électrons libres Maxwellienne, proposé deux formules pour le coefficient de recombinaison collisionnelle γ_c .

$$1) kT < 0,4 \text{ eV}$$

$$\boxed{\gamma_c = \alpha_c = 5,6 \cdot 10^{-27} (kT)^{-9/2} \cdot n_e} \quad \gamma_c \text{ en cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, kT \text{ en eV}, n_e \text{ en cm}^{-3} \quad (3.4)$$

$$2) 0,4 < kT < 2 \quad (kT \text{ en eV})$$

$$\boxed{\gamma_c = \alpha_c \sim 1,8 \cdot 10^{-25} (kT)^{-5/2} \cdot n_e} \quad \gamma_c \text{ en cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, kT \text{ en eV}, n_e \text{ en cm}^{-3} \quad (3.5)$$

Ces deux formules ne tiennent pas compte de la recombinaison radiative proposée par Thomson [3.3]. Le coefficient de recombinaison correspondant α_R est donné par :

$$\boxed{\alpha_R = 2,7 \cdot 10^{-13} (kT)^{-3/4}} \quad \alpha_R \text{ en cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, kT \text{ en eV} \quad (3.6)$$

La figure 3.1 résume le domaine de validité des différentes recombinaisons. C'est ainsi que pour $kT < 0,4 \text{ eV}$ nous avons :

$$\frac{\alpha_c}{\alpha_R} > 1 \text{ pour } n_e > 5 \cdot 10^{13} (kT)^{15/4} \quad (n_e \text{ cm}^{-3}, kT \text{ en eV}) \quad (3.7)$$

La théorie de la recombinaison collisionnelle a été parachevée par l'équipe Bates-Kingston-Mac Whirter (B.K.Mc W.). Ils ont conservé les idées de Hinnoy-Hirschberg en explicitant l'évolution des populations des états excités et en introduisant les mécanismes radiatifs. Nous nous proposons de présenter plus en détails la théorie de B.K.Mc W. connue sous le nom de radiativo-collisionnelle.

3.2 - Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les électrons

Les théories présentées ne font pas intervenir l'influence des neutres, nous les considérerons comme des théories limites.

3.2.1 - Théorie collisions binaires-chocs proches

Le premier formalisme est synthétisé par la théorie de B.K.Mc W. [3.4] qui considère que dans un plasma en cours de recombinaison :

1°) La densité des atomes excités est faible par rapport à la densité électronique et à la densité des atomes dans l'état fondamental, car on suppose que l'énergie thermique moyenne est inférieure à l'énergie du premier niveau d'excitation ($kT < E_2$), il y a alors davantage de particules sur le niveau fondamental que sur le premier niveau excité, soit :

$$n(p) \ll n_e \text{ et } n(1) \text{ pour } p \neq 1$$

ceci avec une restriction pour les états excités résonnants si pour ces états le plasma est optiquement épais.

2°) Le temps de relaxation des états excités $n(p)$ avec $p \neq 1$ est extrêmement court de telle sorte qu'un quasi-équilibre, déterminé par T_e, n_e , s'établit rapidement pour ces états, et où pour un niveau quelconque p les taux de gain et de perte sont presque égaux, ces taux étant supérieurs au taux d'évolution de $n(p), n(1), n_e$.

L'évolution des populations des états excités est décrite par un système d'équations couplées, sur lequel on fait l'hypothèse de la relaxation brève des états excités $p \neq 1$ (hypothèse quasi-statique) et où l'on considère l'ensemble des niveaux d'énergie supérieure à celle du niveau de coupure p_c comme formant un seul niveau (ces niveaux étant en équilibre avec le continu par le jeu des collisions électroniques).

L'ensemble de ces hypothèses permet de ramener le système infini d'équations à un système fini et de résoudre ce système par un calcul numérique.

Les taux de réaction pour les transferts entre états sont obtenus en prenant pour les sections efficaces électroniques les formules de Gryzinski [3.5] valables pour les collisions binaires proches où l'énergie transférée est une fraction importante de celle de la particule incidente. Les sections efficaces d'ionisation ont été choisies en accord avec les travaux de Burgess et Seaton [3.6]. Les coefficients de

recombinaison radiative sont ceux donnés par Seaton et les probabilités de transitions spontanées sont celles de Baker et Menzel [3.7] et de Green, Rush, Chandler [3.8].

Ce formalisme permet d'obtenir la densité des atomes dans un état excité quelconque en fonction, de la densité des électrons libres, de la température électronique et de la densité des atomes dans l'état fondamental.

Le calcul du coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle se conduit de la façon suivante : on écrit les équations donnant la variation de population des différents niveaux, par exemple pour le niveau p d'atomes d'hydrogène :

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & -n(p)\{n_e[K(p,c) + \sum_{q \neq p} K(p,q)] + \sum_{q < p} A(p,q)\} + n_e \sum_{q \neq p} n(q)K(p,q) \\ & + \sum_{q > p} n(q)A(q,p) + n_e n_i^+ [K(c,p) + \beta(p)] \end{aligned} \quad (3.8)$$

où $K(p,q)$ représente pour $q > p$ le coefficient de réactions inélastiques faisant passer l'atome de l'état p à l'état q : excitation collisionnelle et $K(c,p)$ le coefficient de réactions inélastiques faisant passer l'électron du continu vers l'état lié p : recombinaison collisionnelle.

$A(p,q)$ coefficient de transition radiative spontanée de déexcitation.

$\beta(p)$ coefficient de recombinaison radiative, faisant passer un électron libre vers l'état lié p .

Il est important de remarquer que dans l'équation d'évolution (3.8) on a considéré des épaisseurs optiques "effectives" pour les différentes transitions optiques considérées ; en toute rigueur il aurait fallu dès que l'absorption du rayonnement devient importante, tenir compte des équations de transport et de leur couplage avec le système d'équations cinétiques.

Dans ce qui suit, les équations de transport du rayonnement ne seront jamais considérées car elles font intervenir des paramètres géométriques, ce qui empêcherait toute généralisation des résultats.

En introduisant le paramètre d'écart à l'équilibre du niveau considéré $p < p_c$ soit :

$$b_p = \frac{n(p)}{n_E(p)} \neq 1 \quad (3.9)$$

avec $n_E(p)$ population du niveau p à l'E.T.L., soit pour l'hydrogène en supposant une distribution uniforme des niveaux dégénérés

$$\frac{n_E(p)}{n_e n_i^+} = p^2 \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{E_p'/kT} \quad (3.10)$$

$E_p' = E_H - E_p$ potentiel d'ionisation compté à partir du niveau p ,
et les équations de micro-réversibilité à l'équilibre

$$\begin{cases} n_E(q) K(q,p) = n_E(p) K(p,q) \\ n_i^+ K(c,p) = n_E(p) K(p,c) \end{cases} \quad (3.11)$$

On résoud le système (3.8) en faisant $\frac{dn(p)}{dt} = \dot{n}(p) = 0$ sauf pour $p = 1$ (hypothèse quasi-stationnaire) et on obtient les paramètres b_p en fonction de n_e , b_1 , T_e et des paramètres atomiques.

Le peuplement du niveau fondamental s'effectuant par le dépeuplement du continu on pose :

$$-\frac{d}{dt} n_i^+ = \frac{d}{dt} n(1) \quad (3.12)$$

et l'on définit un coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle réel γ_{RC} en posant :

$$\frac{d}{dt} n_i^+ = \gamma_{RC} n_e n_i^+ \quad (3.13)$$

Pour calculer γ_{RC} on détermine tous les paramètres b_p à partir des équations (3.8) et des conditions (3.9) et (3.11) ; en prenant au départ un nombre grand de niveaux on détermine ensuite le niveau de coupure p_c en traçant la courbe $b_p = f(p)$, le niveau p_c s'obtient lorsque la courbe $f(p)$ est tangente à la droite $b_p = 1$.

Le niveau de coupure étant fixé par exemple $p_c = s$, on groupe tous les niveaux d'énergie supérieure à celle du niveau s en un "super niveau" σ tel que $K(p, \sigma) = \sum_{q>s} K(p, q)$, le système d'équations (3.8) est alors fini.

Le coefficient γ_{RC} peut s'écrire finalement compte tenu de (3.13) :

$$\gamma_{RC} = \frac{\dot{n}(1)}{[n_e]^2} = \frac{n_E(1)}{n_e} \left[\sum_{\substack{q>1 \\ \leq s}} b_q K(1, q) + K(1, \sigma) + K(1, c) \right] + \sum_{\substack{q>1 \\ \leq s}} b_q \frac{n_E(q)}{[n_e]^2} A(q, 1) \quad (3.14)$$

$$+ \sum_{q>s} \frac{n_E(q)}{[n_e]^2} A(q, 1) + \beta(1) - \left\{ \frac{n_E(1)}{n_e} b_1 [K(1, c) + \sum_{q \neq s} K(1, q)] \right\}$$

soit sous la forme :

$$\gamma_{RC} = \alpha_{RC} - S \frac{n(1)}{n_e} \quad (3.15)$$

Le premier terme de l'expression γ_{RC} représente le peuplement du niveau fondamental par désexcitation collisionnelle et par recombinaison à 3 corps, le second terme le peuplement du niveau fondamental par cascades et recombinaison radiative, le troisième terme représente le dépeuplement du niveau fondamental par excitation collisionnelle et ionisation.

Pour un gaz donné l'équation (3.14) peut se résoudre numériquement, le cas de l'hydrogène a été traité par B.K.Mc W. [3.4].

Remarque 1 : Le principe du calcul présenté ci-dessus est valable pour un plasma optiquement mince. Dans le cas d'un plasma optiquement épais on doit apporter les modifications suivantes :

1) Si le plasma est optiquement épais pour la raie de résonance le formalisme précédent est valable mais $\dot{n}(2)$ n'est plus négligeable [3.9] on écrira :

$$n(p) \ll n(1) + n(2) \text{ et } n_e$$

et $\dot{n}_i^+ = -\dot{n}(1) - \dot{n}(2)$ d'où $\gamma_{RC} = \gamma_1 + \gamma_2$

avec $\dot{n}(1) = \gamma_1 n_i^+ n_e$ et $\dot{n}(2) = \gamma_2 n_i^+ n_e$

Cette remarque est justifiée uniquement dans les cas où n_e et T_e sont faibles. Pour les autres cas $n(2)$ peut être traité comme $n(p > 2)$.

2) Si le plasma est optiquement épais pour toutes les raies on posera dans les équations, tous les coefficients de transition spontanée $A(p,q) = 0$.

Remarque 2 : R. Mac-Carroll et H. Binh-Dy [3.10] ont proposé une formule empirique simple pour la détermination des écarts à l'équilibre thermodynamique des populations des différents niveaux. Ils utilisent la quantité b_p définie par (3.9).

En remarquant que ces quantités b_p sont solutions du système d'équations cinétiques linéaires données formule (3.8) et que sauf pour b_1 ces solutions b_p varient uniformément les auteurs ont proposé pour b_p la forme analytique suivante :

$$b_p = \exp \left[\frac{1}{(p-1)^2} \right] + \frac{c}{p^2} + \frac{d}{p^4} \quad (3.16)$$

Les constantes α , γ se déterminent pour chaque température et densité électronique en écrivant les équations d'équilibre statistique pour les trois premiers niveaux.

La comparaison des valeurs de b_p ainsi calculées avec les valeurs de b_p obtenues compte tenu des résultats de B.K.Mc W. montre un excellent accord.

La figure 3.1 résume pour le cas d'un plasma optiquement mince les résultats obtenus par la théorie de Hinnov-Hirschberg et par celle de B.K.Mc W. Nous remarquons un bon accord quant à l'ordre de grandeur des résultats.

Remarque 3 : Un calcul analogue à celui de Bates et al. a été entrepris par H.W. Drawin [3.11]. Le procédé de calcul est similaire à celui décrit ci-dessus, mais les coefficients de recombinaison radiativo-collisionnels et

d'ionisation ont été recalculées en utilisant les données les plus récentes pour les différentes sections efficaces, et l'influence des collisions atome-atome a été incluse dans le système d'équations qui de ce fait devient non linéaire. Les résultats obtenus étant plus généraux que les résultats correspondants des théories limites collisionnelles avec les électrons seuls ou les atomes seuls, nous analyserons en fin de chapitre le procédé de calcul de H.W. Drawin et nous comparerons ses résultats avec ceux donnés par les autres théories.

3.2.2 - Théories collisions binaires-chocs lointains

Ce formalisme a été introduit par Pitaevski [3.12] qui considère que dans un plasma à forte densité électronique, les collisions inélastiques entre un électron lié (en état excité) et les électrons libres, se font en mettant en jeu de très faibles quantités d'énergie. Dans ce cas Pitaevski prend une fonction de distribution, pour les électrons dans l'espace des énergies, satisfaisant l'équation de Fokker-Planck.

- Cette équation est traitée comme une équation de diffusion dans l'espace des énergies, vers les énergies décroissantes ; elle suppose que les transferts d'énergie peuvent être traités d'une manière continue.

- D'une façon analogue aux théories de B.K.Mc W. et Hinnoy-Hirschberg, Pitaevski distingue parmi les niveaux de l'atome deux régions :

1) Une première région entourant le noyau où l'électron lié n'a pratiquement pas de chance de passer vers un niveau d'énergie supérieure lors de collisions et où l'électron ne peut que se recombiner en subissant de fortes variations d'énergie lors de ses retombées vers le fondamental. Tout électron appartenant à cette région est considéré comme "recombiné" et n'est pas pris en compte dans les calculs.

2) Une seconde région comprenant les niveaux liés proches du continu et le continu où du fait des faibles transferts d'énergie l'électron va séjourner beaucoup plus longtemps que dans la première région. Cette région est quasi continue, et l'on considère qu'un électron va y subir un très grand nombre de transitions avec une probabilité élevée de passer d'un état n à un état $n \pm 1$; cet électron va voir son moment changer un grand nombre de fois en direction mais va voir son énergie changer très lentement au cours du temps.

Le temps de mise en équilibre de la fonction de distribution en énergie $f(\mathcal{E})$ pour de tels électrons est très long, car les électrons qui se recombinent cèdent leur énergie par petites quantités. Il s'en suit que le temps caractéristique de la recombinaison est grand par rapport à la durée d'une collision et par rapport au temps de retombée vers le fondamental dans la première région.

Ce formalisme a été employé pour la détermination des coefficients de recombinaison par :

1°) Gurevich-Pitaevski [3.13] pour un plasma dense avec $kT \ll E_I$.

2°) Belyaev-Budker [3.14] pour un plasma dense avec $kT \gg E_I$.

Une synthèse basée sur un formalisme légèrement différent et englobant les deux domaines d'énergie a été faite par Abramov-Smirnov [3.15].

3.2.2.1 - Théorie de Gurevich-Pitaevski ($kT \ll E_I$)

L'équation de Fokker-Planck

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left[A \rho f - \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} (B \rho f) \right] \quad (3.17)$$

où f est la fonction de distribution en énergie des électrons de la région 2 situés sur les hauts niveaux de l'atome ($p > p_c$)

$\mathcal{E}$ énergie de l'électron

$\rho(\mathcal{E})$ densité des états d'énergie $\mathcal{E}$

$$A(\mathcal{E}) = \int (\mathcal{E}' - \mathcal{E}) W(\mathcal{E}' \rightarrow \mathcal{E}) \rho(\mathcal{E}') d\mathcal{E}' \quad (3.18)$$

où $W(\mathcal{E}' \rightarrow \mathcal{E})$ est la probabilité de transition par unité de temps de l'état d'énergie $\mathcal{E}'$ à l'état d'énergie $\mathcal{E}$ par suite d'une collision avec une autre particule qui peut être un électron ou un atome

$$B(\mathcal{E}) = \frac{1}{2} \int (\mathcal{E}' - \mathcal{E})^2 W(\mathcal{E}' \rightarrow \mathcal{E}) \rho(\mathcal{E}') d\mathcal{E}' \quad (3.19)$$

L'équation (3.17) est mise sous la forme d'une équation de diffusion dans l'espace des énergies soit :

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial E} j(E) \quad (3.20)$$

$$\text{où} \quad j(E) = - B(E) \left[\frac{\partial f}{\partial E} + \frac{f}{kT} \right] \quad (3.21)$$

$j(E)$ représente un flux de particules dans l'espace des énergies, c'est à dire le nombre de particules d'énergie E qui traversent par unité de temps, l'unité de surface dans l'espace des phases $d\vec{p} \cdot d\vec{\ell}$. Dans le cas particulier où f est maxwellienne $j(E) = 0$.

Le calcul de $\rho(E)$ densité des états s'effectue en considérant l'électron dans le champ Coulombien d'un ion une fois chargé où :

$$E(\vec{p}, \vec{\ell}) = \frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{e^2}{\ell} \quad (3.22)$$

$\vec{p}$ moment cinétique de l'électron

$\vec{\ell}$ distance électron-ion

On obtient pour l'expression de ρ en écrivant l'équation de conservation du nombre de particules :

$$\rho(E) = \int \delta \left(E - \frac{\vec{p}^2}{2m} + \frac{e^2}{\ell} \right) d^3\vec{p} d^3\ell \quad (3.23)$$

l'origine des énergies étant prise au niveau du continu, l'intégrale est calculée pour $E < 0$ et donne :

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{2}\pi^3 e^6 m^{3/2}}{|E|^{5/2}} \quad (3.24)$$

Une solution stationnaire pour f , solution de l'équation (3.20) correspond à la condition $j(E) = \text{Cte}$, soit :

$$B(E) \left[\frac{\partial f}{\partial E} + \frac{f}{kT} \right] = - j = \text{Cte} \quad (3.25)$$

relation donnant la solution

$$f = -j e^{-E/kT} \int_c^E \frac{e^{\epsilon/kT}}{B(\epsilon)} d\epsilon \quad (3.26)$$

les deux constantes j et c sont déterminées par des conditions aux limites :

- 1) pour $E \rightarrow 0$ l'électron est libre et $f \rightarrow (2\pi kTm)^{-3/2} e^{-E/kT}$
- 2) pour $E = E_L$ avec $|E_L| \gg kT$ l'électron est dans la région 1 très proche de l'ion et est considéré comme recombinaison, on prendra donc $f = 0$.

Ces deux conditions nous donnent :

$$c = E_L \text{ et } j = - \left[(2\pi mkT)^{3/2} \int_{E_L}^0 \frac{e^{E/kT}}{B(E)} dE \right]^{-1} \quad (3.27)$$

en écrivant que le flux de particules $-j$ représente le nombre d'électrons qui vont atteindre l'énergie E_L par unité de temps, nous obtenons le nombre d'électrons qui se recombinaison soit :

$$-j = \alpha$$

Comme $|E_L| \gg kT$ Pitaevski remplace E_L par $-\infty$ et obtient pour le coefficient de recombinaison :

$$\alpha = \left[(2\pi mkT)^{3/2} \int_{-\infty}^0 \frac{e^{E/kT}}{B(E)} dE \right]^{-1} \quad (3.28)$$

Le coefficient $B(E)$ est obtenu en substituant dans l'équation (3.20) la fonction de distribution f_0 qui décrit un électron d'énergie E , soit :

$$\rho f_0 = \delta(E - \frac{\vec{p}^2}{2m} + \frac{e^2}{\ell}) \text{ où } \int f_0 d^3p d^3\ell = 1 \quad (3.29)$$

l'on trouve :

$$B(\frac{E}{\Lambda}) = \frac{\pi^{3/2}}{2} \frac{e^6 m^{3/2}}{|\frac{E}{\Lambda}|^{5/2}} \frac{\overline{\partial(\Delta E)^2}}{\partial t} \quad (3.30)$$

- le terme $\frac{\overline{\partial(\Delta E)^2}}{\partial t}$ représente le carré de la variation d'énergie d'un électron par unité de temps, moyenné sur la fonction de distribution solution de (3.20).

Le calcul du terme $\frac{\overline{\partial(\Delta E)^2}}{\partial t}$ doit être fait en tenant compte dans les détails de la collision électron libre-électron lié dans le champ électrique de l'ion. Gurevich [3.16] a montré que dans ce cas le coefficient $\frac{\overline{\partial(\Delta E)^2}}{\partial t}$ est donné par :

$$\frac{\overline{\partial(\Delta E)^2}}{\partial t} = \frac{4}{3} \frac{(2\pi)^{1/2} e^4 n_e \Lambda |\frac{E}{\Lambda}|}{(m k T_e)^{1/2}} \quad (3.31)$$

avec $\Lambda = \ln \left(\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right)$

$p_{\max}$, $p_{\min}$ respectivement paramètres d'impact maximum et minimum.

Cette expression portée dans (3.30) permet compte tenu de (3.28) d'obtenir le coefficient de recombinaison

$$\gamma_c = \alpha_c = \frac{4\sqrt{2} \pi^{3/2}}{9} \cdot \frac{e^{10} n_e \Lambda}{m^{1/2} (k T_e)^{9/2}} \quad (3.32)$$

Dans le cas où l'ion est z fois chargé cette expression est multipliée par z^3 .

Le domaine de validité de cette formule est $k T_e \ll E_I$.

Remarque : La recombinaison radiative est négligeable par rapport à la recombinaison collisionnelle si

$$\frac{T_e^4}{n_e} \ll 0,3 \Lambda \frac{z e^4 m^3}{k^4} \sim 10^{-13} \Lambda z \left(\begin{matrix} T_e \text{ en } ^\circ K \\ n_e \text{ en cm}^{-3} \end{matrix} \right) \quad (3.33)$$

3.2.2.2 - Théorie de Belyaev et Budker $kT \gg E_I$

Cette théorie part de l'équation classique de Boltzmann en faisant l'hypothèse d'un gaz d'électrons dense et à haute température (c'est à dire dans le cas où la fréquence de collision est assez faible).

Cette hypothèse de collisions rares ($kT \gg E_I$) permet de simplifier l'équation de Boltzmann ; simplification qui prend la forme d'une équation de continuité type Fokker-Planck si l'on admet que les collisions se produisent avec de faibles déflections angulaires.

Le processus de recombinaison est le suivant : on considère que la transition d'un électron vers le niveau fondamental se fait par l'intermédiaire de collisions multiples avec émission de petits quanta c'est à dire avec de faibles variations d'énergie).

L'équation de Boltzmann, après simplification, est résolue en prenant pour conditions aux limites :

- une distribution stationnaire pour les niveaux atomiques d'énergie élevée ;
- une condition de recombinaison sans possibilité de réionisation des électrons pour les niveaux de l'atome inférieurs à un niveau critique p_c , l'importance du rayonnement étant alors prépondérante.

L'ordre de grandeur du niveau critique est estimé en écrivant que l'énergie cédée par collisions est rayonnée soit :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{coll}} = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{rad}}$$

On obtient ainsi une énergie critique

$$E_c = \left(\frac{\sqrt{2}}{12} \pi \frac{e^6 z^4 \Lambda m^{3/2} c^3 n_e^{1/4}}{k^{1/2} T^{1/2}} \right) \quad (3.34)$$

A cette valeur correspond, pour un atome du type hydrogénoïde un niveau critique p_c

$$p_c = \left(\frac{m z e^4}{2 \pi E_c} \right)^{1/2}$$

La solution de l'équation de Boltzmann, compte tenu des conditions aux limites est cherchée sous la forme d'un flux stationnaire dans la direction de $E \rightarrow -\infty$ correspondant au nombre de processus de recombinaison à plusieurs quanta aboutissant au fondamental par unité de temps.

Belyaev et Budker obtiennent pour le flux l'expression :

$$-j = \beta \cdot p_c \left(\frac{4\pi E}{kT} \right)^{3/2} \frac{z e^4}{m^2 c^3} \quad (3.35)$$

β étant une constante.

Compte tenu de (3.34) on obtient pour le coefficient de recombinaison pour $z = 1$

$\gamma_{RC} = \beta \cdot 10^{-15} \frac{(n_e \Lambda)^{3/8}}{(kT)^{27/16}}$	γ en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ kT en eV n_e en cm^{-3}
---	--

(3.36)

3.2.2.3 - Théorie d'Abramov et Smirnov

Cette théorie prend comme point de départ l'équation de Fokker-Planck et détermine le coefficient de recombinaison par l'intermédiaire du temps de recombinaison calculé à partir de la probabilité $W(E_e, t)$ pour qu'un électron d'énergie E_e arrive au fondamental au temps $\leq t$.

On prend comme hypothèse que lorsque l'ionisation est faible par rapport à la recombinaison, l'électron qui se recombine passe la plus grande partie de sa vie dans les états excités à haut niveau énergétique. Cette hypothèse qui est analogue à celle des théories précédemment citées, aura une conséquence importante : le coefficient de recombinaison sera une grandeur qui dépendra très faiblement des propriétés individuelles

de l'atome, il sera essentiellement déterminé par les paramètres du plasma (densité et température électronique).

Les résultats de Pitaevski-Gurevich, Belyaev et Budker confirment cette conséquence. Cette importante question sera analysée à la fin de ce chapitre.

La théorie développée par Abramov et Smirnov est contrairement aux autres théories présentées, une théorie quantique de la recombinaison qui tient compte des processus d'émission radiatifs.

Les étapes du calcul sont les suivantes :

- 1) On prend pour section efficace de collision inélastique entre l'électron et l'atome excité, celle obtenue par l'approximation de Born.
- 2) L'évolution d'un électron "capté" par l'atome sur un niveau excité élevé, est décrite par l'équation de Fokker-Planck.

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} = - \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} (A_k \rho f) + \sum_{j,k} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_j} (B_{kj} \rho f) \quad (3.37)$$

où x_k, x_j ($j, k = 1, 2, 3$) correspondent aux variables :

E (énergie de liaison), M^2 (moment angulaire total) et M_z (projection du moment angulaire sur une direction donnée) et où $\rho(x)$ représente la densité des états.

Les coefficients A et B sont obtenus à partir des relations :

$$A_k(x) = \int (z_k - x_k) W(z_k \rightarrow x_k) \rho(z) dz \quad (3.38)$$

$$B_{kj}(x) = \frac{1}{2} \int (z_k - x_k)(z_j - x_j) W(z_k, z_j \rightarrow x_k, x_j) \rho(z) dz \quad (3.39)$$

avec $W(z_k \rightarrow x_k)$ probabilité de transition de l'état z_k vers l'état x_k pendant l'unité de temps.

- 3) Les probabilités de transition considérées sont :

- Pour la transition d'un électron libre avec des électrons liés

$$W(x \rightarrow x') = \frac{2\pi}{h} \int_{\substack{\vec{p} \rightarrow \vec{p}' \\ \{x\} \rightarrow \{x'\}}} |\vec{V}_{\vec{p} \rightarrow \vec{p}'}|^2 \rho(\vec{E}, \vec{p}) f(\vec{p}) d\vec{p} \quad (3.40)$$

où $\vec{p}$ est le moment de l'électron libre.

$\{x\}$ les nombres quantiques de l'électron lié.

$|V|$ élément de matrice pour la transition considérée.

L'approximation de Born étant utilisée, la probabilité de transition d'un électron lié passant de l'état $\{n\}$ vers l'état $\{n'\}$ sous l'influence des collisions avec les électrons libres est :

$$W_{n \rightarrow n'} = 8\pi m_e \left\langle \frac{1}{u} \right\rangle^2 \left(\frac{e}{h} \right)^2 \int \frac{dq}{q^3} |(e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}})_{nn'}|^2 \quad (3.41)$$

$\vec{q}$ représente la variation du moment de l'électron libre pendant la collision et u la vitesse relative des deux électrons lors de la collision.

Smirnov et Abramov calculent, compte tenu de l'équation précédente les différents coefficients $A(E)$, $B(E)$, $A(M)$, $B(M)$, $A(M_Z)$, $B(M_Z)$ de l'équation de Fokker-Planck.

Une comparaison des ordres de grandeur de ces différents coefficients montre que le temps de relaxation de l'énergie est beaucoup plus long que les temps de relaxation des deux autres variables. Cette remarque est fondamentale car elle permet de considérer que la fonction de distribution des électrons ne dépend que de l'énergie (dans la région des états discrets) permettant ainsi l'étude de la recombinaison comme un problème de diffusion des électrons, dans l'espace des énergies, vers les énergies négatives.

Remarque : La façon de traiter la recombinaison rejoint les hypothèses de travail de Pitaevski et Belyaev-Budker.

- L'équation de Fokker-Planck est alors celle écrite par Gurevich-Pitaevski (3.20). Abramov-Smirnov traitent le problème de la recombinaison d'une manière plus rigoureuse en incorporant dans cette équation le terme radiatif (en considérant la probabilité totale d'émission radiative pour la transition d'un état excité donné vers le fondamental soit J).

L'équation de Fokker-Planck prend alors la forme :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2 B \varphi}{\partial E^2} + \frac{\partial}{\partial E} \left(B + B \frac{\dot{\rho}}{\rho} - \frac{B}{T} \right) \varphi - \mathcal{J} \varphi \quad (3.42)$$

avec $\varphi = \rho.f$

$$B = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{mkT} \right)^{1/2} e^4 \cdot n_e \cdot \frac{E}{\Lambda} \quad (3.43)$$

$$\mathcal{J} = \frac{1.91 \cdot 10^{-6} n^{3/2} E^{9/4}}{m^{5/4} e^5 z^{1/2}} = \frac{1.66 \cdot 10^{10} z^4}{p^{9/2}} \text{ cgs} \quad (3.44)$$

pour des atomes type hydrogénoïde de charge z .

Le coefficient de recombinaison se calcule en introduisant la probabilité $W(\epsilon, t)$ pour qu'un électron d'énergie $\epsilon = -\frac{E}{\Lambda}$ arrive au fondamental pendant le temps t , de telle sorte que la variation du nombre d'électrons par unité de temps est :

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \int_0^\infty \frac{\partial W(\epsilon, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} f(\epsilon) \cdot \rho(\epsilon) d\epsilon. \quad (3.45)$$

Un calcul simple montre que

$$\frac{\partial W(\epsilon, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{1}{\tau(\epsilon)} \quad (3.46)$$

avec $\tau(\epsilon)$ temps moyen mis par un électron d'énergie ϵ pour atteindre le fondamental. Finalement :

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \int_0^\infty \frac{f(\epsilon) \rho(\epsilon)}{\tau(\epsilon)} d\epsilon \quad \text{et pour le coefficient de recombinaison}$$

γ_{RC}

$$\gamma_{RC} = \frac{1}{n_i} + \int_0^{\infty} \frac{f(\epsilon) \rho(\epsilon)}{\tau(\epsilon)} d\epsilon \quad (3.47)$$

en supposant $f(\epsilon)$ maxwellienne (le temps de recombinaison étant grand par rapport au temps de collision des électrons libres) le terme $\tau(\epsilon)$ s'obtient à partir de l'équation de Fokker-Planck donnée ci-dessus, qui prend la forme :

$$B(\epsilon) \frac{d^2 \tau}{d\epsilon^2} - \left(\frac{dB}{d\epsilon} + \frac{B}{\rho} \frac{d\rho}{d\epsilon} - \frac{B}{T} \right) \frac{d\tau}{d\epsilon} - \mathcal{J}(\epsilon) \tau = -1 \quad (3.48)$$

Cette équation peut se résoudre dans deux cas extrêmes ; l'un où l'on néglige le rayonnement et où l'on suppose les électrons libres d'énergie $|E_{\Lambda}|$ faible par rapport à l'énergie des électrons liés présents dans la bande 0 à ϵ_0 et l'autre où l'on suppose les électrons libres très énergétiques de telle sorte que $|E_{\Lambda}| \gg \epsilon_0$.

La valeur du niveau critique d'énergie $\epsilon_0 = -E_c$ s'obtient en raccordant les deux solutions, on trouve ainsi

$$E_c = 55 \left(\frac{m_e^{3/4} \rho}{\hbar^{3/2}} \cdot \frac{n_e \Lambda z^{1/2}}{T^{1/2}} \right)^{4/13} \quad (3.49)$$

et les deux valeurs du coefficient de recombinaison

$$|E_{\Lambda}| \text{ ou } kT \gg E_c \quad \boxed{\gamma_{RC} = \alpha_{RC} = 1,5 \cdot 10^{-15} \frac{(n_e \Lambda)^{3/13}}{(kT)^{21/13}}} \quad \begin{matrix} \gamma_{RC} \text{ en cm}^3 \text{s}^{-1} \\ kT \text{ en eV} \\ n_e \text{ en cm}^{-3} \end{matrix} \quad (3.50)$$

$$|E_{\Lambda}| \text{ ou } kT \ll E_c \quad \gamma_{RC} = \alpha_{RC} = \frac{4\pi^{3/2} \sqrt{2} e^{10} \Lambda z^3 n_e}{9 m^{1/2} (kT)^{9/2}}$$

$$\boxed{\gamma_{RC} = \alpha_{RC} = 7,3 \cdot 10^{-27} \frac{\Lambda n_e}{(kT)^{9/2}}} \quad \begin{matrix} \gamma_{RC} \text{ en cm}^3 \text{s}^{-1} \\ kT \text{ en eV} \\ n_e \text{ en cm}^{-3} \\ (z=1) \end{matrix} \quad (3.51)$$

L'ensemble de ces résultats est représenté sur la figure 3.1.

Remarques : La formule (3.50) est en bon accord avec le résultat de Belyaev-Budker et la formule (3.51) avec le résultat de Gurevich-Pitaevski.

- Le domaine n_e, T_e pour lequel $kT = E_c$ correspond à la relation $n_e A = 6,22 \cdot 10^{13} kT^{15/4}$ (kT en eV, n_e en cm^{-3}). Cette relation est très voisine de celle de Gurevich et Pitaevski donnée en remarque (3.33). Il s'en suit que la condition $kT = E_c$ exprime l'égalité de la recombinaison radiative et de la recombinaison collisionnelle.

- Dans les calculs d'Abramov-Smirnov, la recombinaison avec les neutres est négligeable pour

$$\frac{n_e^6}{(kT)^3} \ll 1 \quad \text{soit} \quad n_e \ll 2,16 \cdot 10^8 T^3 \quad \begin{matrix} n_e \text{ en cm}^{-3} \\ T \text{ en } ^\circ\text{K} \end{matrix}$$

Cette condition traduit le fait que le gaz est complètement ionisé (son comportement étant celui d'un gaz parfait).

La condition limite de dégénérescence quantique étant toujours vérifiée dans l'ensemble des théories

$$\left(\frac{h^2}{mkT}\right)^{3/2} n_e \ll 1$$

3.3 - Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les atomes

3.3.1 - Théorie binaire chocs proches (Bates et Khare)

Cette théorie a été présentée par Bates et Khare [3.17], le procédé de calcul est le même que celui exposé dans la théorie de B.K.Mc W. On considère un niveau dit de coupure p_c de telle sorte que pour les niveaux $p' > p_c$ il y a toujours équilibre thermodynamique et que pour les niveaux $p' < p_c$ il y a écart à l'équilibre, ce qui permet une évolution des populations des niveaux p' .

On considère que le taux de transition directe du continu vers les niveaux $p' < p_c$ est très faible et que le taux de transition entre niveaux p' adjacents est dominant en ce qui concerne la recombinaison. On trouve ainsi d'une façon simple une relation (valable quel que soit $p < p_c$) donnant l'évolution du continu n_e

$$\gamma_n n_e^2 = n_e [n(p)K'(p,p-1) - n(p-1)K'(p-1,p)] \quad (3.52)$$

$K'()$ coefficient de transition lors d'une collision entre un atome excité et un atome.

Cette relation peut s'écrire, compte tenu de la micro-réversibilité

$$n_E(p)K'(p,p-1) = n_E(p-1)K'(p-1,p) \quad (3.53)$$

où $n_E(p)$ représente la population du niveau p à l'équilibre

$$\gamma_n n_e = \left[\sum_{p=2}^{p_c} \frac{1}{n_E(p)K'(p,p-1)} \right]^{-1} \quad (3.54)$$

Cette formule se généralise si l'on tient compte de la contribution entre les niveaux p' avec $\Delta p > 1$ par exemple entre niveaux $p + s$ et $p-1-t$ et prend la forme :

$$\gamma_n n_e = \left[\sum_{p=2}^{\infty} \frac{1}{\sum_{s=0}^{\infty} \sum_{t=0}^{p-2} (1+s+t) n_E(p+s) K'(p+s, p-1-t)} \right]^{-1} \quad (3.55)$$

Cette relation peut s'écrire finalement pour des atomes du type hydrogénoïde

$$\gamma_n^{BK} = \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \left[\sum_{p=2}^{\infty} \frac{1}{C(p)} \right]^{-1} \quad (3.56)$$

avec
$$C(p) = n_a \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{t=0}^{p-2} (1+s+t) (p+s)^2 K'(p+s, p-1-t)$$

Le coefficient γ_n^{BK} est représenté sur la figure 3.2.

Remarque : Il y a analogie de structure entre l'expression du coefficient de recombinaison trouvé par Pitaevski et celui donné par Bates et Khare, en effet si l'on considère que pour un atome du type hydrogénoïde, il est possible d'écrire, E_I étant l'énergie d'ionisation de l'atome :

$$\left[\frac{\partial (\overline{\Delta E})^2}{\partial t} \right]_p = n_a E_I^2 \sum_{r=1}^{\infty} \left[\frac{1}{p^2} - \frac{1}{(p+r)^2} \right] K'(p, p+r) \quad (3.57)$$

on montre que le coefficient de recombinaison de Pitaevski se met sous la forme

$$\gamma_n^p = \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \left[\sum_{p=2}^{\infty} \frac{1}{P(p)} \right]^{-1} \quad (3.58)$$

où $P(p)$ est une expression analogue à $C(p)$.

La différence entre les deux formalismes est due selon Bates et Khare au fait que dans l'hypothèse d'une distribution de Fokker-Planck, Pitaevski a admis que $K'(p, p+r) \sim K'(p, p-r)$ c'est à dire que les probabilités des transitions pour l'excitation $p \rightarrow p+r$ et pour la désexcitation $p \rightarrow p-r$ sont les mêmes, alors que d'une façon rigoureuse elles doivent différer, l'écart énergétique entre les niveaux $p, p+r$ étant plus faible que l'écart entre les niveaux $p, p-r$.

L'analogie de structure entre les deux résultats permet à Bates et Khare de calculer les coefficients $K'(p, q)$.

L'électron dans un niveau p pouvant être considéré comme "libre" on écrit le terme d'échange sous la forme :

$$\frac{\partial (\overline{\Delta E})^2}{\partial t} = \langle \Delta E^2 \rangle = \int \kappa'(E_p, \Delta E) \Delta E^2 d(\Delta E) \quad (3.59)$$

où $\kappa'(E_p, \Delta E)$ coefficient d'échange dans les collisions où l'énergie E varie de la quantité ΔE à $\Delta E + d(\Delta E)$.

Une expression donnant $\kappa'(E_p, \Delta E)$ est définie [3.17] par

$$\kappa'(E_p, \Delta E) \neq \frac{4 \sigma M^{1/2}}{3m(kT)^{1/2} \cdot \pi^{3/2}} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{(1+x)^3} e^{-\theta x} dx \quad (3.60)$$

où $\theta = \frac{M \Delta E^2}{32mkT|E|}$ et $x = \frac{2E}{mv^2}$

Une valeur approchée du terme d'échange d'énergie peut être obtenue en portant dans la relation (3.60) pour une transition de l'électron d'un niveau p vers un niveau q

$$E_p = -\frac{E_H}{p^2}$$

$$\Delta E_a = E_H \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2} \right)$$

$$d(\Delta E_a) = \frac{2E_H}{q^3}$$

Le coefficient d'échange approché $\kappa'(E_p, \Delta E_a)$ étant calculé la relation (3.59) fournit la valeur $\left(\frac{\partial(\Delta E)^2}{\partial t} \right)_{p,q}$.

L'expression $\left(\frac{\partial(\Delta E)^2}{\partial t} \right)_{p,q}$ étant calculée, la valeur du coefficient de transition $K'(p,q)$ est obtenu d'une façon approchée $K'_a(p,q)$ par la relation :

$$\left(\frac{\partial(\Delta E)^2}{\partial t} \right)_{p,q} = n_a E_I^2 \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2} \right) K'_a(p,q) \quad (3.61)$$

Remarque : Le coefficient d'échange $\kappa'(E_p, \Delta E)$ donné formule (3.60) a été calculé en supposant que dans la collision la vitesse de l'atome reste inchangée.

Cette hypothèse a permis l'obtention d'une expression simple pour le terme d'échange d'énergie ΔE , mais ne permet plus d'écrire la microréversibilité du phénomène : la relation (3.53) n'est plus valable.

Pitaevski tourne cette difficulté en remarquant que dans une collision où l'atome passe du niveau p au niveau q avec $q > p$ la quantité ΔE calculée avec son hypothèse a une valeur sous estimée et qu'inversement pour une collision où $q < p$, ΔE a une valeur surestimée. Il considère donc qu'une bonne approximation peut être obtenue en posant :

$$K'(p,q) = [K'_a(p,q) \cdot K''_a(p,q)]^{1/2} \quad \text{où} \quad (3.62)$$

$$K''_a(p,q) = \frac{q^2}{p^2} K_a(p,q) e^{\varepsilon(q) - \varepsilon(p)} \quad (3.63)$$

$$\text{et où} \quad \varepsilon(q) = \frac{E_H}{kTq^2}$$

Les courbes données figure 3.2 reproduisent les résultats théoriques de Pitaevski et de Bates et Khare pour la recombinaison collisionnelle avec les neutres dans l'hélium.

3.3.2 - Théorie binaire chocs lointains (Pitaevski)

Pitaevski [3.12] a calculé le coefficient de recombinaison électron-ion lors des collisions à 3 corps, électron, ion et atomes, en utilisant un formalisme analogue à celui présenté précédemment pour la recombinaison à 3 corps électron-ion électron.

Le coefficient de recombinaison est celui donné par la formule (3.28), soit :

$$\alpha = \left[(2\pi mkT)^{3/2} \int_{-\infty}^0 e^{E/kT} \frac{dE}{B(E)} \right]^{-1}$$

$$\text{avec} \quad B(E) = \frac{\pi^{3/2}}{2} \frac{e^6 m^{3/2}}{|E|^{5/2}} \frac{\partial(\Delta E)^2}{\partial t}$$

la contribution des atomes de masse M se manifestant dans la valeur du terme $\frac{\partial(\Delta E)^2}{\partial t}$.

Pour calculer ce terme moyen d'échange d'énergie Pitaevski fait l'hypothèse que la collision atome-électron est très rapide de telle sorte que l'électron peut être considéré comme libre pendant la collision. Cette hypothèse lui fixe un domaine de validité de ses résultats, soit :

$$kT \ll \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{e^2}{a}$$

avec a dimension de l'atome considéré, et lui permet d'écrire que :

$$\frac{\partial (\overline{\Delta E})^2}{\partial t} = n_a \bar{w} \int (\overline{\Delta E})^2 d\sigma$$

avec $d\sigma$ la section efficace différentielle de diffusion d'un électron par un atome ; n_a le nombre d'atomes par unité de volume ; w la vitesse de l'électron ; c'est à dire que le terme d'échange est égal à la valeur moyenne du produit du carré de l'énergie échangée lors d'une collision $(\Delta E)^2$ par le nombre de collisions pendant l'unité de temps, en supposant que la vitesse de l'atome est inchangée lors de la collision avec un électron et que la section efficace différentielle de diffusion est indépendante du moment de l'électron et qu'elle possède une symétrie sphérique, Pitaevski obtient :

$$\frac{\partial (\overline{\Delta E})^2}{\partial t} = \frac{128\sqrt{2}}{3\pi} \frac{m^{1/2} kT n_a \sigma}{M} \cdot |E|^{3/2} \quad (3.64)$$

où E représente l'énergie de l'électron.

n_a représente le nombre d'atomes par unité de volume.

σ représente la section efficace totale de diffusion électron atome.

Soit finalement pour la valeur du coefficient de recombinaison électron-neutre

$$\gamma_n^p = \frac{32(2\pi)^{1/2}}{3} \frac{e^6 m^{1/2}}{M(kT)^{5/2}} n_a \cdot \sigma \quad (3.65)$$

Les valeurs de γ_n^p sont représentées sur la figure 3.2 pour l'hélium.

3.4 - Théorie radiativo-collisionnelle ; influence simultanée des collisions électroniques et des collisions atome-atome (Théorie de Drawin)

3.4.1 - Remarques générales

Les théories présentées ci-dessus (B.K.Mc W. - Gurevich, Pitaevski - Smirnov, Abramov - Dates et Khare, Pitaevski) peuvent être considérées comme des théories limites de la recombinaison radiativo-collisionnelle soit avec les électrons, soit avec les atomes neutres. Ces cas limites permettent l'obtention du coefficient de recombinaison par la résolution d'un système d'équations linéaires couplées.

La théorie présentée par Drawin n'est pas une théorie limite, elle tient compte simultanément des processus radiatifs, des collisions avec les électrons et des collisions entre particules lourdes.

Il est important de remarquer d'une part que cette théorie est complexe car :

- elle met en jeu un système d'équations non linéaires couplées (les interactions avec les molécules sont toutefois négligées) ;

- elle fait intervenir par la présence des particules lourdes les processus d'absorption optique (résonance des transitions Lyman ...) ;

et d'autre part que cette théorie est plus rigoureuse que la théorie par exemple de Pitaevski car elle tient compte dans les sections efficaces d'excitation ou d'ionisation de la dépendance de la vitesse et de l'énergie du niveau.

Enfin dans le cas de l'hélium, les calculs sont effectués en tenant compte du système vrai de l'hélium (états singulets et triplets : les niveaux énergétiquement bas ne sont plus traités comme ceux du type hydrogénoïdes).

3.4.2 - Théorie

Cette théorie présentée par H.W. Drawin [3.11] est vraie dans le cas d'un plasma homogène et dans l'hypothèse d'un plasma quasi stationnaire, c'est à dire dans le cas où il s'établit une distribution quasi-stationnaire sur les états excités, soit pour des particules d'espèce $z-1$.

$$\frac{\partial n_{z-1,p>1}}{\partial t} \ll \frac{\partial n_{z-1,p=1}}{\partial t} \quad (3.66)$$

inégalité valable lorsque les états excités ($p>1$) ont une différence d'énergie par rapport à l'énergie du niveau fondamental ($p=1$), grande comparée à l'énergie thermique moyenne kT_e des électrons.

L'équation de Boltzmann à l'ordre zéro en absence des termes de divergence fournit un système d'équations

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{coll.radiation}} \\ \frac{\partial n_{z-1,p=1}}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_{z-1,p=1}}{\partial t} \right)_{\text{coll.radiation}} \\ 0 = \left(\frac{\partial n_{z-1,p>1}}{\partial t} \right)_{\text{coll.radiation}} \end{array} \right. \quad (3.67)$$

Les termes de collisions et de radiation sont calculés en tenant compte de tous les processus collisionnels et radiatifs y compris les contributions des particules lourdes (atomes), on obtient ainsi des équations du type :

$$\frac{\partial n_{z-1,p}}{\partial t} = \sum_{q=1}^{p_c} (C_{pq} + C'_{pq} n_{z-1,1}) n_{z-1,1} + \alpha_p + \alpha'_p n_{z-1,1} \quad (3.68)$$

où les coefficients C_{pq} , C'_{pq} , α_p , α'_p traduisent l'ensemble des processus radiatifs et collisionnels pour le niveau atomique i considéré. Le niveau de coupure p_c (le dernier niveau lié le plus énergétique) est défini par la relation

$$p_c \sim 1,08 \cdot 10^4 z^{1/2} n_z^{-1/6} = \left(\frac{z \langle d_+ \rangle}{a_0} \right)^{1/2} \quad (3.69)$$

avec $\langle d_+ \rangle$ distance moyenne entre les particules chargées
 a_0 premier rayon de Bohr.

Le coefficient de recombinaison radiativo-collisionnel réel γ_R est donné d'une façon analogue à B.K.Mc W. par

$$\frac{\partial n_{z-1,p=1}}{\partial t} = \gamma_R n_z n_e = n_z n_e \left(\alpha - \frac{n_{z-1,1}}{n_z} S \right) = - \frac{1}{z} \frac{\partial n_e}{\partial t} \quad (3.70)$$

La résolution du système d'équations précédent est différente de celle de B.K.Mc W. par le fait que le système est non linéaire pour la densité $n_{z-1,1}$. Sa résolution s'effectue par une méthode itérative et donne pour les coefficients α et S

$$\alpha(n_e, T_e, n_{z-1,1}, T_{z-1}) = |1 + \Delta_\alpha| \alpha(n_e, T_e) \quad (3.71)$$

$$S(n_e, T_e, n_{z-1,1}, T_{z-1}) = |1 + \Delta_s| S(n_e, T_e)$$

Les quantités $\Delta_\alpha = \Delta_\alpha(n_{z-1,1}, n_e, T_e, T_{z-1})$ et

$$\Delta_s = \Delta_s(n_{z-1,1}, n_e, T_e, T_{z-1})$$

représentant la contribution des particules lourdes, tandis que $\alpha(n_e, T_e)$ et $S(n_e, T_e)$ représentent les coefficients collisionnels-radiatifs de recombinaison et d'ionisation en absence des collisions entre particules lourdes.

Les résultats sont donnés pour le cas de l'hydrogène sur un ensemble de figures pour des quotients T_e/T_{gaz} variant de 1 à 3 et appellent les commentaires suivants :

- Pour de faibles densités de particules neutres, les coefficients α et S sont identiques à ceux obtenus pour une recombinaison simple ion-électron, car Δ_α et Δ_s tendent vers zéro pour $n_{z-1,1}$ faible.

- Si la densité de particules neutres augmente les coefficients α et S deviennent fonction de $n_{z-1,1}$ et n_e , car Δ_α et Δ_s sont fonction de $n_{z-1,1}$ et n_e .

- Les coefficients α et S deviennent pratiquement indépendants de n_e pour $n_{z-1,1} > 10^5 n_e$.

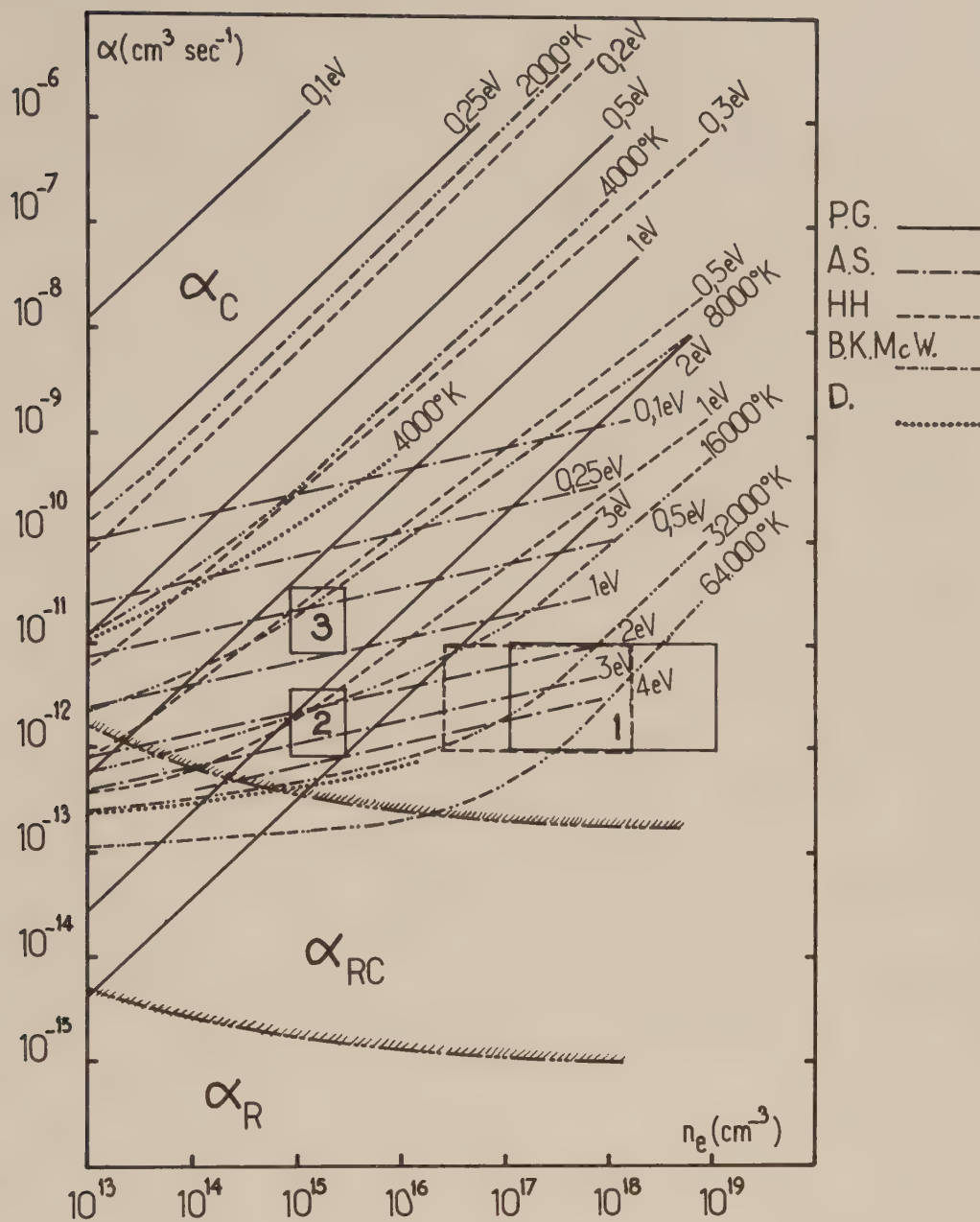
- La comparaison des résultats de Drawin et Emard avec ceux donnés par Bates et Khare montre que les coefficients de recombinaison α_D donnés par Drawin sont d'un à trois ordres de grandeur supérieurs pour des fortes densités des particules d'hydrogène :

$$\alpha_D > \alpha_{BK}$$

Cette différence peut être due à la méthode de calcul des coefficients α et S et aux valeurs des sections efficaces utilisées. Les figures 3 schématisent l'ensemble des résultats et montrent les différents domaines étudiés expérimentalement par différents auteurs.

BIBLIOGRAPHIE du CHAPITRE 3

- [3.1] N. D'ANGELO, Phys. Rev. 121, 505 (1961).
- [3.2] E. HINNOV, J.G. HIRCHBERG, Phys. Rev. 125, 3 (1962).
- [3.3] J.J. THOMSON, Phil. Mag. 47, 337 (1924).
- [3.4] D.R. BATES, F.R. S ; A.E. KINGSTON and R.W.P. Mc WHIRTER, Proc. Roy. Soc, A267 - 297 (1962).
- [3.5] M.GRYSINSKI, Phys. Rev. 115, 374 (1959).
- [3.6] A. BURGESS, M.J. SEATON, Rev. Mod. Phys. 30, 992 (1958).
- [3.7] J.G. BAKER, D.H. MENZEL, Ap. J., 88, 52 (1938).
- [3.8] L.C. GREEN, P.P. RUSH, C.D. CHANDLER, Astrophys. J. Suppl. 3 - 37 (1957).
- [3.9] D.R. BATES, F.R.S., A.E. KINGSTON and R.W.P. Mc WHIRTER, Proc. Roy. Soc. A270 - 155 (1962).
- [3.10] R.Mc CARROLL et H. BINH-DY, C.R.A.S. Paris, 262, 476 B (1966).
- [3.11] H.W. DRAWIN, Z. Physik 225, 483-493 (1969).
- [3.12] L.P. PITAEVSKI, Sov. Phys. J.E.T.P. 15, 919 (1962).
J.E.T.P. 42, 1326 (1962).
- [3.13] A.V. GUREVICH, L.P. PITAEVSKI, J.E.T.P. 19, 4 (1964).
- [3.14] S.T. BELYAEV, G.I. BUDKER, Plasma physics and the problem of controlled thermonuclear reactions. Vol. 3-AN SSSR, p. 41, Vol. 3-AN SSSR, p. 50 (1958).
- [3.15] V.A. ABRAMOV, B.M. SMIRNOV, Opt. and Spectroscopy 21, 1, 9 (1966).
- [3.16] A.V. GUREVICH, Geomagnetizm i aëronomirya 4, 3 (1964).
- [3.17] D.R. BATES, S.P. KHARE, Proc. Phys. Soc. 83, 43 (1964).



1. MM. LITVAK ; D.F. EDWARDS - J. of Appl. Phys. 37, 4462 (1966)
2. W.S. COOPER ; W.B. KUNKEL - Phys. Rev. 138, 1022 (1965)
3. C.A. HOOKER ; L.C. ROBINSON ; L.E. SHARP - J. of Nucl. energy 7, 419 (1965).

Notre domaine expérimental est encadré en pointillé

Fig. 3.1 - Valeurs théoriques des coefficients de recombinaison absolus

Nature des gaz : P.G. et A.S. quelque soit la nature du gaz

H.H. : Hélium ; B.K.Mc W. : Hydrogène ; D. : Hélium.

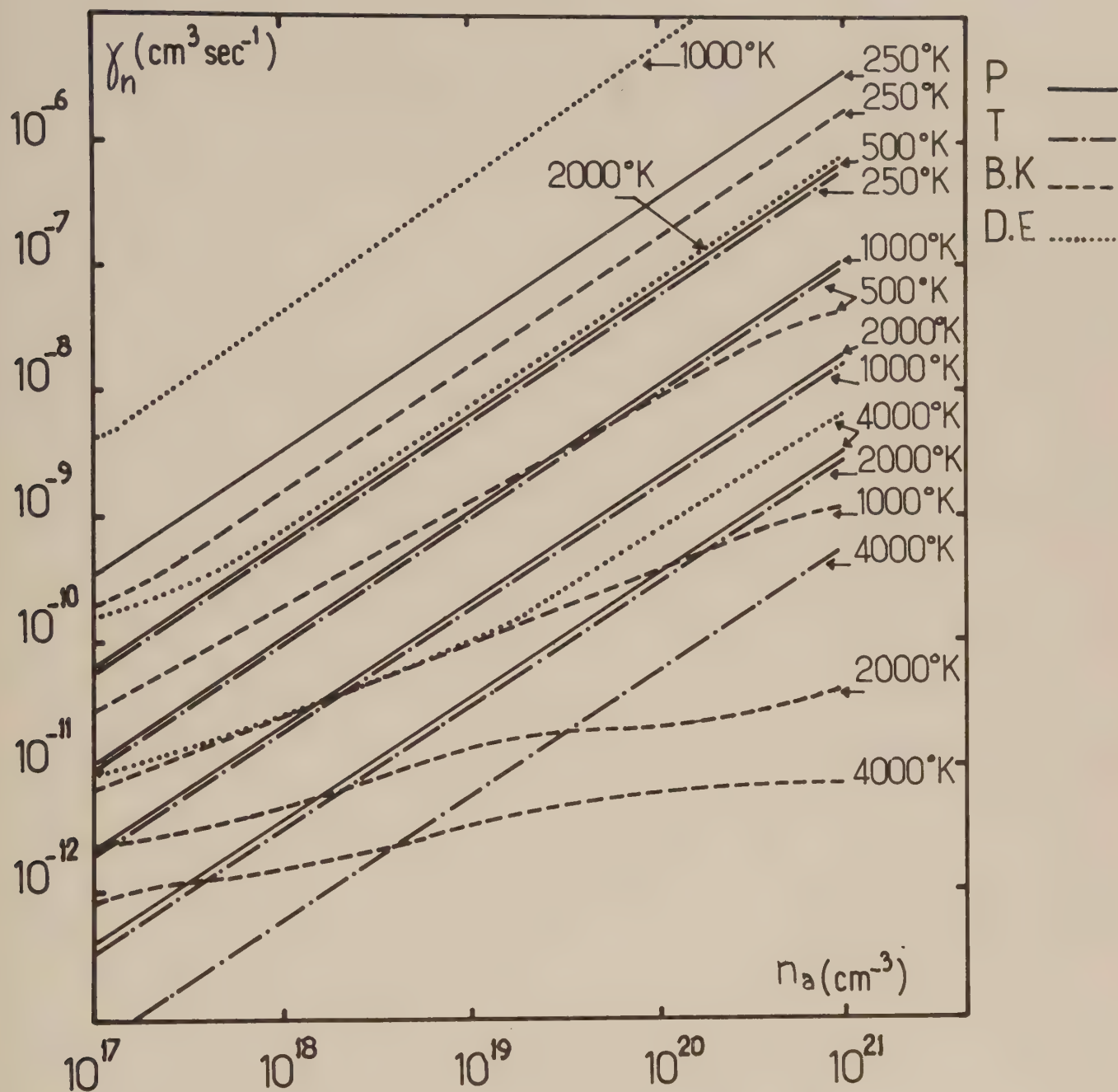


Fig. 3.2 - Coefficients de recombinaison sous l'influence des collisions atomiques.

Nature des gaz : P. et T. : Hydrogène
 B. et K. : Hélium
 D. et E. : Hydrogène

CHAPITRE 4

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON DU PLASMA

Dans ce chapitre, nous déterminons le coefficient de recombinaison du plasma produit par claquage laser, en utilisant nos résultats expérimentaux donnant les valeurs moyennes de la densité et de la température électronique, ainsi que l'évolution temporelle du rayon du plasma.

Les valeurs obtenues pour le coefficient de recombinaison, sont comparées, dans l'hypothèse d'un plasma homogène, à celles déduites des théories énoncées au chapitre 3.

Nous constatons, en considérant les valeurs moyennes $\bar{n}_e(t)$, $\bar{T}_e(t)$ et $\bar{n}_a(t)$ déterminées au chapitre 2, que :

1) aux faibles pressions de remplissage ($P_0 \leq 2$ Atm), la décroissance de $\bar{n}_e$ peut être expliquée par les résultats de H.W. Drawin et F. Emard [4.1] et montre une recombinaison en volume, la diffusion des particules intervenant très peu dans ce cas;

2) aux pressions plus élevées ($P_0 > 2$ Atm) tous les résultats théoriques sur γ sont en désaccord avec l'expérience lorsqu'on fait l'hypothèse que la décroissance de $\bar{n}_e$ est uniquement due à une recombinaison en volume.

Si on tient compte des profils spatiaux de n_e et T_e et donc de la diffusion, on trouve que la contribution de la recombinaison en volume à la décroissance de $\bar{n}_e$ est en bon accord avec les calculs de H.W. Drawin [4.2].

4.1 - Détermination expérimentale des coefficients de recombinaison

4.1.1 - Coefficient de recombinaison apparent $\bar{\gamma}_A$

La mesure de la densité électronique moyenne $\bar{n}_e$ et de son évolution $\bar{n}_e(t)$ permet de déterminer le coefficient de recombinaison apparent moyen $\bar{\gamma}_A$ en fonction du temps pour différentes pressions de remplissage à partir de la relation :

$$\bar{\gamma}_A = - \frac{1}{\bar{n}_e} \frac{d\bar{n}_e}{dt} \quad (2.1)$$

La valeur de $\bar{\gamma}_A$ étant égale à la dérivée de $\frac{1}{\bar{n}_e}$, un programme numérique (ou $\bar{n}_e(t)$ est donnée en utilisant la méthode des moindres carrés) donne l'ensemble des valeurs $\bar{\gamma}_A(t)$.

Les résultats sont représentés sur la figure 4.1.a.

4.1.2 - Coefficient d'expansion $\bar{\gamma}_E$

Le plasma étant supposé sphérique (en accord avec l'expérience après $t > 1 \mu s$) le coefficient d'expansion

$$\bar{\gamma}_E = \frac{1}{\bar{n}_e} \frac{3}{R} \frac{dR}{dt} \quad (2.2)$$

est calculé à l'aide d'un programme numérique, les valeurs expérimentales $R(t)$ ont été transcrites analytiquement par un polynôme.

Les résultats de $\bar{\gamma}_E(t)$ pour différentes pressions de remplissage sont représentés sur la figure 4.1.a.

Il est important de remarquer que la valeur du coefficient $\bar{\gamma}_E$ doit être ajoutée algébriquement à la valeur du coefficient $\bar{\gamma}_A$ selon que l'on considère la phase d'expansion ou la phase de compression du plasma. Il est en effet évident que l'expansion de la boule de plasma conduit à une diminution de la densité électronique et la compression à une augmentation de cette densité, qui ne sont pas imputables à des phénomènes de recombinaison mais uniquement à des phénomènes hydrodynamiques.

On remarque sur les courbes données figure 4.1.a que la valeur de $\bar{\gamma}_E$ est en général inférieure à la valeur de $\bar{\gamma}_A$ et que, pour des pressions de remplissage élevées ($P \geq 5 \text{ Atm}$) et des temps d'observation supérieurs à 4 microsecondes, la valeur de $\bar{\gamma}_E$ est du même ordre de grandeur que la valeur de $\bar{\gamma}_A$ et au plus égale à $2\bar{\gamma}_A$.

La comparaison de ces deux coefficients $\bar{\gamma}_A$ et $\bar{\gamma}_E$, justifie l'étude du plasma après des temps voisins de $1 \mu s$, en effet pour des temps inférieurs à $1 \mu s$, l'onde de choc ne s'est pas encore détachée du plasma et entraîne ce dernier avec une vitesse élevée (10^6 à 10^7 cm/s).

En présence d'onde de choc l'expansion joue donc un rôle considérable et nous sommes dans le cas où :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) \gg \left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right) \text{ radiativo-collisionnel} \quad (2.3)$$

Litvak et Edwards [4.3] ont étudié l'évolution d'un plasma de laser dans l'hydrogène pour des temps inférieurs à 2 μ s, c'est à dire en se plaçant dans les conditions de l'inégalité précédente ; ils trouvent des coefficients d'expansion environ 10 fois plus grands que les coefficients de recombinaison réels déduits de la théorie de B.K.Mc W.

L'affirmation des auteurs sur le bon accord entre les mesures de $\frac{\partial n_e}{\partial t}$ et les calculs pour les coefficients de recombinaison réels en volume nous paraît quant à nous assez sujette à caution, la variation de la densité électronique étant pour les temps courts plutôt gouvernée par l'expansion que par la recombinaison.

4.1.3 - Coefficient de recombinaison réel $\bar{\gamma}_R$

La valeur de ce coefficient est obtenue à partir de la relation

$$\bar{\gamma}_R = \bar{\gamma}_A \pm \bar{\gamma}_E \quad (2.4)$$

Les résultats sont représentés sur la figure 4.1.a et pour des temps supérieurs à 10 μ s sur la figure 4.1.b, l'irrégularité des courbes sur cette dernière figure est due aux oscillations de plasma observées.

Nous pouvons avec une bonne approximation assimiler les courbes $\bar{\gamma}_R(t)$ à un réseau de droites, paramétrées en fonction de la pression de remplissage. La figure 4.1.c donne le réseau de droites ainsi obtenu.

On remarque que le coefficient de recombinaison réel moyen est plus grand lorsque la pression de remplissage de l'enceinte est plus élevée. La comparaison ne peut être faite plus avant entre ces courbes car pour un temps donné à la fois la densité et la température électroniques sont différentes.

Ayant observé une influence de la pression de remplissage sur la valeur du coefficient de recombinaison, nous allons à la lumière de nos résultats passer en revue les principales théories proposées pour la recombinaison et voir laquelle de ces théories rend le mieux compte des mesures expérimentales.

4.2 - Comparaisons des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques

Dans une première comparaison nous allons utiliser les valeurs moyennes mesurées. Nous verrons par la suite qu'il nous faudra absolument introduire des profils spatiaux des paramètres n_e , T_e et n_a où n_a représente la densité des particules neutres dans le plasma.

4.2.1 - Recombinaison radiativo-collisionnelle avec les électrons ($\text{He}^+ - e - e$)

4.2.1.1 - Théorie de Bates, Kingston et Mc Whirter

Le calcul de l'opacité du plasma a été entrepris pour le cas particulier de plasma laser que nous étudions [4.4]. La figure 4.2 montre le résultat du calcul. On remarque que pour nos conditions d'expérience ($n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e \sim 3,5 \text{ eV}$) il y a une auto absorption élevée (70 % à 90 %) pour la raie de résonance ($\lambda \approx 584 \text{ Å}$, transition $2^1\text{P} - 2^1\text{S}$), le plasma peut donc être considéré comme étant dans un état intermédiaire entre les cas optiquement minces et optiquement épais.

Remarquons qu'il nous est impossible d'utiliser les données de la théorie de B.K.Mc W. qui sont valables rigoureusement pour l'hydrogène et les hydrogénoïdes et non pour l'hélium ; en effet si nous utilisons les résultats de B.K.Mc W. en les appliquant à l'hélium nous obtiendrions des coefficients de recombinaison théoriques négatifs (et ceci quelle que soit l'opacité du plasma), le plasma ne se recombinerait jamais, la réionisation l'emportant toujours.

Cette remarque peut être illustrée sur un exemple type compatible avec nos mesures :

pour $\bar{T}_e = 32.000 \text{ }^\circ\text{K}$; $\bar{n}_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $n(1) = 6,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

On trouve en utilisant par extension des données de B.K.Mc W. dans le cas d'un plasma optiquement mince :

$$\alpha_{RC} \approx 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s} ; S \approx 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$$

$$\text{soit } \gamma \approx -6,8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$$

La valeur de $n(1)$ densité de particules neutres dans l'état fondamental a été déduite des données du chapitre 2.

Remarque 1 : L'impossibilité d'emploi des données de B.K.Mc W. à l'hélium est due (indépendamment des différences dans les valeurs des sections efficaces) aux différences importantes des densités des particules neutres $n(1)$ pour l'hélium et pour l'hydrogène pour des valeurs identiques de n_e et T_e c'est ainsi, que l'on trouve en prenant un exemple et en supposant l'E.T.L.

$$\text{Hydrogène } n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 27.000 \text{ }^\circ\text{K} \quad n(1) = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Hélium } n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 27.000 \text{ }^\circ\text{K} \quad n(1) = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

La valeur élevée de $n(1)$ pour le cas de l'hélium rend toujours négative la valeur de γ_{RC} ($\gamma_{RC} = \alpha_{RC} - S \frac{n(1)}{n_e}$) si l'on emploie les données de B.K.Mc W. valables pour l'hydrogène à l'hélium.

Remarque 2 : Pour les valeurs citées ci-dessus on trouve pour un plasma d'hydrogène :

$$\gamma_{RC} \approx 3 \cdot 10^{-12} - 4,5 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{3 \cdot 10^{14}}{10^{17}} = 1,65 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}.$$

Les valeurs de α_{RC} et de $S \frac{n(1)}{n_e}$ sont déjà très voisines, et la valeur du coefficient de recombinaison γ_{RC} peut déjà être douteuse.

Pour des valeurs plus élevées de la température et de la densité électronique telles celles données dans les expériences de Litvak et Edwards [4.3] ($\bar{T}_e \approx 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, $\bar{n}_e \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) les résultats deviennent réellement sujet à caution, c'est ainsi que ces auteurs trouvent des valeurs du coefficient de recombinaison de l'ordre de $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ avec pour $\alpha_{RC} \approx 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, l'ordre de grandeur de 10^{-13} pour γ_{RC} signifie qu'ils ont dû tenir compte de la valeur du 3ème chiffre significatif de α_{RC} .

4.2.1.2 - Théorie d'Abramov et Smirnov

Etant dans l'impossibilité d'utiliser par une extension à l'hélium les résultats de B.K.Mc W. nous allons considérer les données de la théorie d'Abramov et Smirnov en nous rappelant que leurs résultats sont valables en ordre de grandeur quelle que soit la nature du gaz.

Nous avons situé sur la figure notre domaine expérimental [3.1]. Notre domaine étant toujours tel que $kT_e \leq E_c$ nous serons conduits à conclure que la recombinaison du plasma étudié est purement collisionnelle, avec les électrons et nous devrions trouver des valeurs expérimentales pour γ_{RC} (en cm^3s^{-1}).

$$10^{-11} \leq \gamma_{RC} \leq 10^{-10}$$

Ces valeurs étant nettement supérieures (au moins d'un ordre de grandeur) à celles trouvées expérimentalement, nous sommes obligés de rejeter cette théorie.

Remarquons que ce désaccord ne nous permet pas de dire que le formalisme d'Abramov et Smirnov est erroné car les formules analytiques qu'ils obtiennent sont en toute rigueur valables pour $kT \ll E_c$ où $kT \gg E_c$, notre domaine $kT \leq E_c$ nous obligeant à effectuer un raccord quelque peu empirique.

4.2.1.3 - Théorie de Drawin et Emard

Pour expliquer nos résultats expérimentaux nous allons faire appel aux travaux théoriques de Drawin et Emard, travaux qui ont été faits pour l'hydrogène et l'hélium.

Si l'on compare, les formalismes étant les mêmes, les résultats de B.K.Mc W. et de Drawin et Emard on remarque que pour l'hydrogène il y a un accord satisfaisant, les résultats étant les mêmes à moins d'un ordre de grandeur.

Dans le cas de l'hélium, les valeurs calculées par Drawin et Emard comparées à celles de B.K.Mc W. pour l'hydrogène sont telles que :

pour le coefficient de recombinaison absolu α_{RC} :

$$(\alpha_{RC})_{D.E} \leq (\alpha_{RC})_{B.K.Mc W.}$$

et pour le coefficient de réionisation :

$$(S_{\text{He}})_{\text{D.}} \ll (S_{\text{H}})_{\text{B.K.Mc W.}}$$

L'inégalité traduisant plusieurs ordres de grandeur (figure 4.3).

Ce résultat est fondamental, il permet d'expliquer l'ordre de grandeur de nos résultats expérimentaux, en effet les coefficients de recombinaison théoriques calculés, pour nos paramètres expérimentaux à partir des données de Drawin et Emard sont représentés sur la figure 4.4 et donnent :

$$2 \cdot 10^{-13} \leq \gamma_{\text{RC}} \leq 6 \cdot 10^{-13} \quad (\gamma \text{ en cm}^3 \text{s}^{-1})$$

à titre d'exemple pour

$$\bar{T}_e = 32.000 \text{ }^\circ\text{K} ; \bar{n}_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3} ; n(1) \approx 6,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3},$$

on trouve

$$\alpha_{\text{RC}} = 6,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} ; S = 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \text{ et } \gamma_{\text{RC}} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}.$$

La figure 4.5 donne les valeurs du coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle théorique calculée par Drawin et Emard pour nos données expérimentales, $\bar{n}_e$, $\bar{T}_e$ en fonction de la pression de remplissage P_0 .

On remarque en comparant les résultats de la figure 4.5 avec les résultats expérimentaux de la figure 4.1.c, un bon accord d'ordre de grandeur entre nos expériences et les calculs de Drawin et Emard, pour des faibles pressions (1 Atm).

Par contre pour des pressions plus élevées le sens de variation du coefficient γ_R est opposé.

Ce désaccord aux pressions élevées n'est pas dû à des erreurs de théorie, mais au modèle de plasma homogène que nous avons considéré, en effet :

La théorie nous montre que les coefficients de recombinaison sont plus grands aux faibles pressions qu'aux pressions élevées, ces résultats sont exacts car nous avons trouvé (cf. chapitre 2) que $\bar{n}_e$ est plus élevé et $\bar{T}_e$ plus faible à 1 atmosphère qu'à 20 atmosphères, le sens de ces paramètres vont tous les deux dans le sens d'une augmentation du coefficient de recombinaison.

Nous pouvons dans une première conclusion dire qu'aux faibles pressions la recombinaison est radiativo-collisionnelle avec les électrons mais que ce mécanisme ne permet pas d'expliquer l'influence de la pression de remplissage.

Pour expliquer cette influence nous allons être conduit à considérer le processus de recombinaison collisionnel avec les particules neutres et modifier notre modèle de plasma homogène en introduisant l'idée d'un gradient de particules neutres au sein du plasma tel qu'au coeur du plasma la densité des neutres est faible et est très élevée sur les bords du plasma. Avant d'étudier un nouveau modèle (inhomogène) pour le plasma, nous allons rechercher s'il est possible en ne considérant que les valeurs moyennes de mettre en évidence l'influence de la pression des neutres.

4.2.2 - Recombinaison collisionnelle avec les atomes ($\text{He}^+ - e - \text{He}$)

Si l'on fait intervenir ce nouveau mécanisme, l'équation de conservation de la densité électronique prend la forme :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_e \vec{v}_e = - \gamma_{RC} n_e^2 - \gamma_{n_a} n_e n(1) = - \left(\gamma_{RC} + \gamma_{n_a} \frac{n(1)}{n_e} \right) n_e^2 \quad (2.5)$$

et fait apparaître un coefficient de recombinaison réel composé

$$\gamma_R = \gamma_{RC} + \gamma_{n_a} \frac{n(1)}{n_e} \quad (2.6)$$

$$\text{soit } \gamma_R = \gamma_{RC} + \gamma_n \quad (2.7)$$

avec γ_{RC} coefficient de recombinaison réel radiativo collisionnel ($\text{He}^+ - e - e$)

et γ_n coefficient de recombinaison réel radiativo collisionnel ($\text{He}^+ - e - \text{He}$)

Dans le but de déterminer l'importance du coefficient γ_n nous avons en première approximation tracé les courbes donnant $\bar{\gamma}_R$ les valeurs du coefficient de recombinaison réel mesuré. La figure 4.6 reproduit les courbes obtenues compte tenu des résultats donnés, figures 4.1.c ; 2.16 ; 2.20.

Les courbes de la figure 4.6 nous montrent que $\bar{\gamma}_R$ (pour une valeur fixée de $\bar{n}_e$) est pratiquement proportionnel à P_0 pression de remplissage de l'enceinte et ceci pour $P_0 \geq 2,5$ Atm.

L'influence de la pression des neutres entourant le plasma étant mise en évidence ; nous allons passer en revue (d'une façon analogue à l'étude entreprise dans le paragraphe 4.2.1) les différentes théories collisionnelles avec les neutres et voir si nos résultats expérimentaux sont susceptibles d'interprétations.

Nous remarquons que la densité électronique $\bar{n}_e$ variant au cours de nos mesures de 10^{18} cm^{-3} à 10^{16} cm^{-3} , il nous faut si nous désirons mettre l'accent sur la contribution des particules neutres, introduire une notion de profil pour les paramètres du plasma n_e, T_e, n_a car compte tenu de l'ordre de grandeur de n_a (voir les valeurs données sur la figure 2.17 b) à l'intérieur du plasma dans l'hypothèse d'un modèle homogène il nous serait impossible d'expliquer nos observations quels que soient les résultats théoriques invoqués.

Comme nous le verrons par la suite, la forme du profil de $n_e(r)$ montre que la densité électronique décroît assez lentement en partant du coeur du plasma vers la périphérie et que la densité des atomes neutres n_a ou $n(1)$ dans la couche externe du plasma varie de $3 \cdot 10^{19}$ à $6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Nous pouvons donc nous attendre en périphérie du plasma à un rapport moyen $\frac{n_e}{n(1)}$ tel que :

$$2 \cdot 10^{-5} \leq \frac{n_e}{n(1)} \leq 3 \cdot 10^{-2}$$

L'ordre de grandeur de ce rapport nous permet d'éliminer les théories de Bates, Khare et Pitaevski [4.5] qui prédisent que la recombinaison collisionnelle avec les atomes neutres ne peut intervenir que pour des degrés d'ionisation de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} .

Seule la théorie présentée par Draxin [4.2] montre que la contribution de la recombinaison collisionnelle avec les neutres est importante dans le mécanisme de recombinaison d'un plasma pour des valeurs du degré d'ionisation de l'ordre de 10^{-3} et qu'elle devient prépondérante pour des degrés d'ionisation tels que

$$\frac{n_e}{n(1)} \leq 3 \cdot 10^{-4}$$

La figure 4.7 montre l'importance relative de la valeur du coefficient collisionnel avec les neutres par rapport à la valeur du coefficient collisionnel avec les électrons.

Remarque : Indépendamment de la différence sur le critère fixant la valeur de degré d'ionisation, il est important de remarquer que dans la gamme des températures correspondantes à nos mesures (et même pour une plage de 300 °K à 40.000 °K) les valeurs du coefficient γ_n calculées à partir des résultats théoriques de Bates, Khare et Pitaevski sont toujours inférieures aux valeurs du coefficient γ_{RC} .

Cette inégalité $\gamma_n < \gamma_{RC}$ ne devrait jamais nous permettre d'observer une influence de la densité des atomes neutres.

Par contre les valeurs proposées par Drawin, pour le coefficient γ_n , étant pour la gamme de températures comprises entre 500 °K et 8.000 °K, de 10 à 2.000 fois supérieures aux valeurs de Bates, Khare et Pitaevski, il devient possible d'expliquer nos résultats expérimentaux.

Il est raisonnable de penser que d'une part la température du plasma décroît du centre vers l'extrémité, avec à l'extrémité un raccordement avec la température des neutres entourant le plasma et que d'autre part il y a eu réchauffement de cette couche de neutres lors du passage de l'onde de choc, la valeur de la température de ces neutres pouvant atteindre plusieurs centaines de degrés.

Cette hypothèse va nous permettre d'une façon simple de rendre compte de l'influence de la recombinaison avec les neutres. Le tableau I donne les valeurs de γ_n pour $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_a, T_e = 2.000 \text{ °K}$ avec $\gamma_{RC} \approx 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Tableau I

$n_e (\text{cm}^{-3})$	$\gamma_n \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$	Auteurs
$3 \cdot 10^{19}$	10^{-11}	B. et K. (Hélium)
	10^{-8}	D. (Hydrogène)
10^{20}	$1,2 \cdot 10^{-11}$	B. et K. (Hélium)
	$6 \cdot 10^{-8}$	D. (Hydrogène)

Ces différences importantes peuvent s'expliquer si l'on considère que Bates et Khare ont complètement négligé l'influence des électrons dans la recombinaison. Bien que les collisions avec les particules neutres jouent un rôle fondamental pour amorcer le processus de recombinaison, il est nécessaire de tenir compte de l'influence des collisions électroniques qui interviennent pour achever la recombinaison sur les niveaux les plus bas. Des calculs effectués par Drawin montrent que, même pour une densité électronique aussi faible que $10^2 < n_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$, les électrons jouent un rôle essentiel dans la recombinaison.

4.2.3 - Recombinaison dissociative

Avant de pousser plus loin l'étude des phénomènes, il faut se poser la question de savoir si un autre type de recombinaison, en l'occurrence la recombinaison dissociative, ne joue pas un rôle important.

Pour cela il faudrait étudier d'abord la formation des ions moléculaires He_2^+ puis leur destruction.

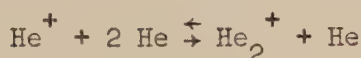
La formation des ions moléculaires ne perturbe pas les valeurs de $\bar{n}_e$. Leur destruction par le mécanisme $\text{He}_2^+ + e \rightarrow \text{He} + \text{He}$ contribue à une diminution de $\bar{n}_e$ qui n'est pas un des processus déjà étudiés.

La valeur du coefficient de recombinaison dissociative γ_d est toujours très faible : par exemple pour $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$, γ_d est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ [4.5], de plus γ_d varie en $T^{-3/2}$.

Les valeurs de γ_d sont toujours inférieures à γ_n pour $n_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ même pour les valeurs de Bates et Khare qui sont pourtant très faibles.

Drawin ne fait pas intervenir ce processus dans ses calculs, celui-ci devenant important pour des degrés d'ionisation extrêmement faibles et des températures très basses.

Che Jen Chen [4.6] pense que parmi les deux mécanismes :



le premier est toujours prépondérant : la "recombinaison" de He_2^+ n'influerait en aucune manière sur la décroissance de $\bar{n}_e$.

D'ailleurs la densité des ions He_2^+ formés est toujours de deux ordres de grandeurs inférieure à celle de n_e et on peut supposer que $\bar{n}_e = \bar{n}_i^+$.

4.3 - Equations

La détermination expérimentale de $n_e(r)$, $n_a(r)$, $T(r)$ dans un plasma de laser est extrêmement difficile. Les mesures sont à l'heure actuelle pratiquement inexistantes. A notre connaissance une seule mesure [4.7] de $n_e(r)$ et $n_a(r)$ a été réalisée pour $n_e > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Par contre, une évaluation théorique des profils est toujours réalisable.

Il suffit d'écrire le système d'équations qui régissent le phénomène :

Equation de conservation du nombre de particules :

$$\text{Nous supposons que } n_e = n_i^+ \text{ et } \vec{v}_e = \vec{v}_i$$

(quasi-neutralité d'un plasma une fois ionisé et diffusion ambipolaire)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) = -\gamma n_e^2 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a \vec{v}_a) = \gamma n_e^2 \quad (2.9)$$

Equation de conservation du moment :

Les termes de viscosité seront négligés car le problème est à symétrie sphérique [4.8]

$$n_e m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_e = - \vec{\nabla} p_e + \vec{P}_{ei} + \vec{P}_{en} - e n_e \vec{E} - m \vec{v}_e \gamma n_e^2 \quad (2.10)$$

$$n_i^+ M_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_e = - \vec{\nabla} p_i + \vec{P}_{ie} + \vec{P}_{in} + e n_e \vec{E} - M_i \vec{v}_e \gamma n_e^2 \quad (2.11)$$

$$n_a M \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_a \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_a = - \vec{\nabla} p_a + \vec{P}_{ne} + \vec{P}_{ni} + M \vec{v}_e \gamma n_e^2 \quad (2.12)$$

Les $P_{\alpha\beta}$ représentent les taux d'échange de la quantité de mouvement par collisions, $p_\alpha = n_\alpha k T_\alpha$ pression
 $\vec{E}$ champ de charge d'espace créant la diffusion ambipolaire.

Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k T_e) + \frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot (n_e k T_e \vec{v}_e) + n_e k T_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e = \vec{\nabla} \cdot (K_e \vec{\nabla} T_e) + R_{ei} + R_{en} + P_1 - P_2 \quad (2.13)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_i^+ k T_i^+) + \frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot (n_i^+ k T_i^+ \vec{v}_i) + n_i^+ k T_i^+ \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_i = \vec{\nabla} \cdot (K_i \vec{\nabla} T_i^+) + R_{ie} + R_{ne} - \frac{3}{2} k T_i^+ \gamma n_e^2 \quad (2.14)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_a k T_a) + \frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot (n_a k T_a \vec{v}_a) + n_a k T_a \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_a = \vec{\nabla} \cdot (K_a \vec{\nabla} T_a) + R_{ne} + R_{ni} + \frac{3}{2} k T_i^+ \gamma n_e^2 + P_1' \quad (2.15)$$

Les termes $R_{\alpha\beta}$ représentent les échanges d'énergie entre les particules (e : électrons, i : ions, n ou a : particules neutres).

$\vec{\nabla} \cdot (K_\alpha \vec{\nabla} T_\alpha)$ les termes de conduction thermique.

K_α coefficient de conductibilité thermique des différentes particules.

P_1 et P_1' représentent les gains d'énergie par recombinaison pour les processus $\text{He}^+ + e + e$ et $\text{He}^+ + e + \text{He}$.

P_2 est l'énergie rayonnée par bremsstrahlung et recombinaison libre-lié. On peut prendre $P_2 = 1,08 \cdot 10^{-21} \frac{n_e^2}{T^{1/2}}$ [4.9].

On néglige le rayonnement dû aux transitions lié-lié, car le plasma est supposé optiquement épais pour les raies de résonance et l'énergie rayonnée lors des autres transitions est faible.

$n_\alpha k T_\alpha \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_\alpha = p_\alpha \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_\alpha$ est le travail effectué par le plasma.

$\frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot (p_\alpha \vec{v}_\alpha)$ est un terme de convection de l'énergie interne.

4.4 - Etude de la température

4.4.1 - Temps d'équipartition de la température

Il n'existe pas à l'heure actuelle des moyens expérimentaux permettant de déduire un profil de température dans une boule de plasma de laser.

La première question à résoudre est de savoir si on peut considérer que toutes les particules sont à la même température

$T_e = T_i^+ = T_a = T$ dans la couche externe du plasma.

On pourrait penser que T_e reste supérieur à T_a puisque les particules neutres qui pénètrent dans le plasma sont à la température du gaz froid extérieur.

Cette manière de voir les choses aurait pu conduire à une explication satisfaisante de l'importance de la recombinaison avec les neutres. En effet les électrons resteraient toujours à une température élevée par rapport à celle des atomes et le coefficient de recombinaison collisionnel avec les électrons aurait été toujours plus faible que le coefficient de recombinaison collisionnel avec les atomes. Les calculs suivants vont nous montrer que cette hypothèse ne peut pas être envisagée.

4.4.1.1 - Equipartition des électrons et des ions

Supposons $T_e > T_i^+$ l'échange d'énergie par collisions électron-ions est donné pour l'hélium par $(T_e - T_i^+) \eta_{ei} \cdot n_e \cdot n_i^+$ avec d'après [4.10]

$$\eta_{ei} = \frac{1}{4} \frac{2,4 \cdot 10^{-19}}{T_e^{3/2}} [7,9 + 3 \log_{10} T_e - \log_{10} n_e] \text{ ergs cm}^3 \text{ deg}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (2.16)$$

$$\text{et} \quad \frac{3}{2} n_i^+ k \frac{dT_i^+}{dt} = (T_e - T_i^+) n_{ei} n_e n_i^+ \quad (2.17)$$

Le temps d'équipartition t_{ei} défini par

$$\frac{dT_i^+}{dt} = \frac{T_e - T_i^+}{t_{ei}} \quad [4.11] \quad (2.18)$$

$$\text{est : } t_{ei} = \frac{\frac{3}{2} k}{n_{ei} n_e} \quad (2.19)$$

Le tableau suivant donne t_{ei} en s (1ère ligne) en fonction de n_e et T_e (cm^{-3} et $^{\circ}\text{K}$).

TABLEAU II

$T \backslash n_e$	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
400	$4 \cdot 10^{-8}$ $2,6 \cdot 10^{-9}$	10^{-8} $2,6 \cdot 10^{-10}$	-	-
1.000	$9,6 \cdot 10^{-8}$ 10^{-8}	$1,45 \cdot 10^{-8}$ 10^{-9}	$3 \cdot 10^{-9}$ 10^{-10}	-
4.000	$4,7 \cdot 10^{-7}$ $8,2 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$ $8,2 \cdot 10^{-9}$	$8,2 \cdot 10^{-9}$ $8,2 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$ $8,2 \cdot 10^{-11}$
40.000	$9,2 \cdot 10^{-5}$ $2,6 \cdot 10^{-6}$	10^{-5} $2,6 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$ $2,6 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$ $2,6 \cdot 10^{-9}$

Les valeurs obtenues par l'utilisation de la formule de Spitzer [4.11]

$$t_{eq} = 32,5 \frac{T^{3/2}}{n_e} \quad (T \text{ en } ^{\circ}\text{K}, n_e \text{ en } \text{cm}^{-3} \text{ et } t_{eq} \text{ en s.}) \quad (2.20)$$

sont indiquées sur le tableau précédent (2ème ligne).

Ces résultats montrent que électrons et ions sont à la même température pour des phénomènes étudiés à l'échelle de la microseconde.

4.4.1.2 - Equipartition entre atomes et particules chargés

Les collisions entre les atomes et les ions constituent le processus le plus efficace pour les échanges d'énergie entre le plasma et le gaz neutre principalement à cause de la grande section efficace d'échange de charge $\text{He} + \text{He}^+$.

On obtient les équations d'échange d'énergie :

$$\frac{3}{2} n_e k \frac{dT_i^+}{dt} = (T_e - T_i^+) \eta_{ei} n_e^2 - (T_i^+ - T_a) \eta_{ia} n_e n_a \quad (2.21)$$

avec

$$\eta_{ia} = \frac{1}{4} 3,5 \cdot 10^{-28} (T_i^+ + T_a)^{1/2} [11,4 - \log_{10}(T_i^+ + T_a)]^2 (\text{ergs cm}^3 \text{deg}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (2.22)$$

$$\frac{3}{2} n_e k \frac{dT_a}{dt} = (T_e - T_a) \eta_{ea} n_e n_a + (T_i^+ - T_a) \eta_{ia} n_e n_a. \quad (2.23)$$

$$\eta_{ea} = 2,53 \cdot 10^{-29} T^{1/2} (\text{ergs cm}^3 \text{deg}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (2.24)$$

On ne regardera que les termes dominants dans les équations. Sur la couche externe du plasma, on va avoir un refroidissement des particules chargées et le temps d'équipartition entre T_i^+ et T_a sera :

$$t_{ia} = \frac{\frac{3}{2} k}{\eta_{ia} n_a} \quad (2.25)$$

(T en $^{\circ}\text{K}$, n_a en cm^{-3} et t_{ia} en s.)

TABLEAU III

T \ n_a	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}	10^{20}
400	$1,15 \cdot 10^{-7}$	$1,15 \cdot 10^{-8}$	$1,15 \cdot 10^{-9}$	$1,15 \cdot 10^{-10}$	$1,15 \cdot 10^{-11}$
1.000	$7,4 \cdot 10^{-8}$	$7,4 \cdot 10^{-9}$	$7,4 \cdot 10^{-10}$	$7,4 \cdot 10^{-11}$	$7,4 \cdot 10^{-12}$
4.000	$6,1 \cdot 10^{-8}$	$6,1 \cdot 10^{-9}$	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$6,1 \cdot 10^{-11}$	$6,1 \cdot 10^{-12}$
40.000	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$

Nous concluons que les atomes et les ions sont à la même température. Le temps d'équipartition entre les électrons et les atomes est plus grand car les électrons cèdent une petite partie de leur énergie aux atomes. Il est cependant inférieur à la microseconde.

$$t_{ea} = \frac{\frac{3}{2} k}{n_{ea} n_a} \quad (2.26)$$

TABLEAU IV

T \ n_a	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}	10^{20}
400	$4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$
1.000	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$
4.000	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$
40.000	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$

Un calcul simple de fréquence de collisions v_{ea} entre électrons et atomes

$$v_{ea} = n_a \sigma_{ea} \bar{w}_{ea} \quad (s^{-1}) \quad (2.27)$$

donne :

$$v_{ea} = \begin{cases} 5 \cdot 10^{11} s^{-1} & \text{pour } T = 4 \cdot 10^4 \text{ } ^\circ K \\ 1,5 \cdot 10^{11} s^{-1} & \text{pour } T = 4 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ K \end{cases}$$

avec $\sigma_{ea} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ et $n_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

A chaque collision un électron cède une fraction $\frac{2m}{M} \approx \frac{2}{8.000}$ de son énergie.

Le temps d'équipartition sera donc $0,7 \cdot 10^{-8}$ s. dans le premier cas et $2,7 \cdot 10^{-8}$ s. dans le second. Ces valeurs sont compatibles avec celles du tableau précédent.

4.4.2 - Equation de la température

Nous supposerons dans ce qui suit $T_e = T_i = T_a = T$.

Les équations (2.13), (2.14) et (2.15) de conservation de l'énergie se simplifient.

Nous les remplacerons par une seule équation obtenue en les additionnant membre à membre. Les termes d'échange d'énergie entre les différentes particules vont s'éliminer.

On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} [(2n_e + n_a) kT] + \frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot [(2n_e \vec{v}_e + n_a \vec{v}_a) kT] + (2n_e kT) \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e + \\ n_a kT \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_a = \vec{\nabla} \cdot [(K_e + K_i + K_a) \vec{\nabla} T] + \mathcal{P} - P_2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

$\mathcal{P}$ est l'énergie gagnée par recombinaison

$$\mathcal{P} = \left(\frac{3}{2} kT + E_I\right) \gamma n_e^2 \quad (2.29)$$

avec $E_I = 24,58$ eV (énergie d'ionisation)

$$K_e = 9,7 \cdot 10^{-16} T^{5/2} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ d'après [4.12]} \quad (2.30)$$

$$K_i = 1,37 \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} K_e \text{ d'après [4.13]} \quad (2.31)$$

$$K_e = 280 T^{0,7} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ d'après [4.14]} \quad (2.32)$$

4.5 - Solutions analytiques approchées du système d'équations

4.5.1 - Equations

Le système d'équations (2.8), (2.9), (2.10), (2.11), (2.12) et (2.28) peut être résolu d'une manière approchée.

On peut le simplifier en additionnant les équations (2.10) et (2.11) d'une part et (2.10), (2.11) et (2.12) d'autre part, il vient :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) = - \gamma n_e^2 \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a \vec{v}_a) = \gamma n_e^2 \quad (2.34)$$

$$n_e M \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_e = - \vec{\nabla} (2n_e kT) + \vec{P}_{en} + \vec{P}_{in} - M \vec{v}_e \gamma n_e^2 \quad (2.35)$$

$$n_e M \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_e + n_a M \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_a \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_a = - \vec{\nabla} [(2n_e + n_a) kT] \quad (2.36)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} [(2n_e + n_a) kT] + \frac{3}{2} \vec{\nabla} \cdot [(2n_e \vec{v}_e + n_a \vec{v}_a) kT] + (2n_e kT) \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e +$$

$$n_a kT \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_a = \vec{\nabla} \cdot [(K_e + K_i + K_a) \vec{\nabla} T] + \mathcal{P} - P_2 \quad (2.37)$$

Les inconnues sont $n_e(r,t)$, $n_a(r,t)$, $v_e(r,t)$, $v_a(r,t)$, $T(r,t)$.

4.5.2 - Pénétration des particules neutres à l'intérieur du plasma

Le principal mécanisme de recombinaison étant dû à l'influence des particules neutres il faut savoir comment ces particules peuvent envahir le plasma supposé initialement homogène. Les calculs suivants sont très approchés et ont été effectués dans le but de nous faire comprendre les phénomènes.

Pour les temps inférieurs à une microseconde le plasma est entraîné par l'onde de choc et sa pression $P = (n_e + n_i^+ + n_i^{++} + n_a)kT$ est supérieure à celle du milieu antagoniste $P_0 = n_0 kT_0$ ($T = T_i^+ = T_a = T_e$).

L'onde de choc se détache à $t = 1$ microseconde et va réchauffer le gaz froid autour du plasma ; le plasma continue à évoluer avec une pression inférieure à celle du gaz neutre aux fortes pressions de remplissage de l'enceinte.

Le plasma se recombine, sa pression diminue. Les particules neutres vont diffuser dans le plasma tout en le comprimant comme le montre l'expérience. Donc aux phénomènes hydrodynamiques étudiés au premier chapitre va se superposer une diffusion de particules neutres.

D'autre part, les particules chargées vont aussi diffuser vers le gaz froid par diffusion ambipolaire et il se produira une couche du plasma où vont s'établir des gradients de n_e et n_a .

La distribution des particules neutres qui pénètrent dans le plasma va être régie par les équations de conservation de la densité n_a et de la quantité de mouvement.

Les équations (2.9) et (2.12) où nous négligeons le terme $M v_e \gamma n_e^2$ qui reste toujours très faible deviennent :

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a \vec{v}_a) = \gamma n_e^2 \quad (2.38)$$

$$n_a M \left(\frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} + \vec{v}_a \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_a \right) = - \vec{\nabla} p_a + \vec{P}_{ne} + \vec{P}_{ni} \quad (2.39)$$

$$\text{avec : } \vec{P}_{ne} = - n_e m v_{ae} (\vec{v}_a - \vec{v}_e) \quad (2.40)$$

$$\vec{P}_{ni} = - n_i M_i v_{ai} (\vec{v}_a - \vec{v}_i) \quad (2.41)$$

$$v_{ae} = n_a \sigma_{ea} \overline{w_{ea}} \quad (2.42)$$

$$v_{ai} = n_a \sigma_{ia} \overline{w_{ia}} \quad (2.43)$$

σ_{ea} et σ_{ia} sont les sections efficaces d'échange de la quantité de mouvement. Les vitesses $\vec{v}_a$, $\vec{v}_i$, $\vec{v}_e$ sont les vitesses macroscopiques des particules ($\vec{v}_e = \vec{v}_i$). La comparaison des termes P_{ne} et P_{ni} montre que $P_{ni} \gg P_{ne}$.

Pour pouvoir résoudre le problème, nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- la recombinaison n'affecte pas l'augmentation de n_a ($n_a \gg n_e$)
- les termes d'accélération et quadratique sont négligés
- $v_a \gg v_i$ car nous supposons que la vitesse de diffusion ambipolaire est faible comparée à la vitesse de pénétration des particules neutres. (A la frontière du plasma le gradient de n_a est beaucoup plus grand que le gradient de n_e).

Nous obtenons :

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a \vec{v}_a) = 0 \quad (2.44)$$

$$\vec{\nabla} P_a = - n_a M \xi \vec{v}_a \quad \text{avec} \quad \xi = n_e \sigma_{ai} \overline{w_{ai}} \quad (2.45)$$

On peut alors arriver à l'équation de diffusion en supposant que dans la couche étudiée T_a reste à peu près constant : ce sont, en effet, les particules froides de densité élevée qui imposent leur température.

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = D \nabla^2 n_a \quad (2.46)$$

$$\text{avec } D = \frac{kT_a}{M \sigma_{ia} \bar{w}_{ia} \bar{n}_e} \approx \frac{\sqrt{k} \sqrt{T_a}}{\sqrt{M} \sigma_{ia} \bar{n}_e} \quad (2.47)$$

D est le coefficient de diffusion des particules neutres.

Ce calcul bien que fait avec beaucoup d'approximations permet de se faire une idée assez correcte sur l'évolution des phénomènes.

La solution générale de cette équation :

$$n_a(r,t) = \frac{N}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}} \quad (2.48)$$

permet d'avoir la longueur de pénétration moyenne pendant le temps t (N est le nombre de particules total qui ont diffusé pendant le temps t). L'origine $r = 0$ est à la limite de séparation plasma milieu neutre.

$r = \sqrt{6Dt}$ dans le cas sphérique.

Calcul d'un ordre de grandeur du temps de pénétration.

$$T_a \approx 1.000 \text{ } ^\circ\text{K} \quad \sigma_{ia} \approx 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad D \approx 1,7 \frac{10^{20}}{n_e} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

TABLEAU V

$\begin{matrix} n_e \\ r \\ (\text{cm}) \end{matrix} \begin{matrix} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{matrix} \begin{matrix} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{matrix} \begin{matrix} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{matrix} \begin{matrix} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{matrix}$	10^{16}	10^{17}	10^{18}
0,1	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}
0,2	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$

Remarque : Pour une densité $\bar{n}_e$ donnée la pénétration des particules neutres est de plus en plus difficile lorsque $\bar{n}_e$ croît. Aux densités les plus fortes seule une coquille de faible épaisseur est affectée par les neutres. On conçoit dès lors que pour $P_0 = 1$ Atm, $\bar{n}_e$ étant le plus élevé, l'influence des neutres se fera moins sentir.

On peut alors résoudre l'équation de diffusion à une dimension avec la condition aux limites $n_0 = \text{cte}$ pour $x = 0$.

On pose $n_a = n_0 f(\psi)$ avec $\psi = \frac{x}{(2Dt)^{1/2}}$ avec $f(\psi) = 1$ pour $x = 0$

et $f(\psi) = 0$ pour $x = R$.

La résolution se fait simplement et on obtient par intégration

$$n_a(x,t) = n_0 \left[1 - \operatorname{erf} \frac{x}{(2Dt)^{1/2}} \right] \quad (2.49)$$

Cette solution donnée par Lehnert [4.15] peut être raffinée en prenant n_a égale à la valeur calculée au chapitre 2 pour $x = R$ c'est à dire au coeur du plasma.

A partir des résultats de ce calcul approché nous devons nous attendre à trouver des profils de n_a ayant l'allure indiquée sur la figure 4.8 (tracé pour $P_0 = 5$ Atm).

Remarques : 1) La solution ci-dessus prévoit un temps de pénétration t_1 en un point x_1 tel que $n_a = \frac{n_0}{2}$ égal à :

$$t_1 = \frac{x_1^2}{0,9 D}$$

Cette valeur a été vérifiée expérimentalement dans le cas d'un plasma tournant avec $\bar{n}_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $x_1 = 8 \text{ cm}$ et $t_1 = 500 \mu\text{s}$ [4.15].

2) L'hypothèse qui consiste à supposer T_a constant est critique du fait que lorsque les particules froides pénètrent dans le plasma, elles s'échauffent. Le coefficient de diffusion D augmente en $\sqrt{T}$ mais n_e augmente aussi et il n'en résulte pas un coefficient de diffusion de plus en plus grand.

4.5.3 - Gradient de n_e . Vitesse de diffusion

L'approximation qui consiste à négliger la recombinaison n'est plus applicable à la détermination de $n_e(r,t)$. De la même manière que précédemment nous essayons d'avoir une allure de $n_e(r)$.

Une solution numérique de l'équation (2.8) écrite sous la forme :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_a \nabla^2 n_e - \gamma n_e^2 = \frac{D_a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - \gamma n_e^2 \quad (2.50)$$

avec comme condition aux limites $n_e(R,t) = 0$ a été proposée par Grey et Kerr [4.16].

D_a coefficient de diffusion ambipolaire.

Les profils sont donnés en fonction d'un paramètre

$\beta_0 = \gamma \frac{n_e \Lambda_d^2}{D_a}$. La valeur de β_0 comparant l'importance de la diffusion et de la recombinaison permet le choix du profil. (Λ_d longueur caractéristique de diffusion).

Les profils de n_e dépendent d'un temps caractéristique

$\tau = \frac{D_a t}{\Lambda_d^2}$. Pour des temps compris entre une et dix microsecondes la forme du profil varie très peu.

L'utilisation des résultats de Grey et Kerr nous donne une indication sur la forme de $n_e(r)$. En effet l'hypothèse $n_e \vec{v}_e = -D_a \vec{\nabla} n_e$ est critiquable et D_a ne peut pas être supposé constant. De plus il n'y a aucune influence des particules neutres sur la recombinaison.

Nous allons donner quelques ordres de grandeur de D_a et de la vitesse de diffusion ambipolaire.

4.5.3.1 - Diffusion ambipolaire

D'après Brown [4.17] $D_a \approx 7,2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour $P = 1 \text{ Atm}$ et $T = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$

$D_a \approx 72 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour $P = 1 \text{ Atm}$ et $T = 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$

Pour les pressions plus grandes D_a varie en $\frac{1}{P}$

D'après Dévoto [4.18] $D_a \approx 4.000 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour $T = 4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$
 $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour $T = 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$

pour un plasma d'hélium à 1 Atmosphère.

4.5.3.2 - Vitesse de diffusion des particules chargées

La vitesse d'agitation thermique des électrons est de l'ordre de 10^8 cm/s pour $T = 4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ et 10^7 cm/s pour $T = 400 \text{ }^\circ\text{K}$, celle des ions est environ 100 fois plus faible.

Ces vitesses n'ont pas de direction privilégiée et ne produiront pas un flux de particules chargées vers le milieu neutre.

La vitesse de diffusion ambipolaire produit un flux de particules chargées vers les neutres.

$$\vec{v}_e = \vec{v}_i = -D_a \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} \quad (2.51)$$

$$v_e = v_i \approx \frac{D_a}{L} \quad (2.52)$$

L longueur caractéristique de diffusion ($L \approx \frac{R}{2}$ d'après Grey et Kerr).

On obtient $v_e = v_i = 3,6 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ pour $T = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ et $L = 0,2 \text{ cm}$

$3,6 \cdot 10^2 \text{ cm/s}$ pour $T = 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ et $L = 0,2 \text{ cm}$.

Ces résultats montrent que dans la zone froide du bord du plasma la vitesse sera faible et les particules chargées traversent des distances négligeables par rapport aux dimensions du plasma pour des temps de l'ordre de la microseconde.

4.5.3.3 - Une détermination expérimentale de $n_e(r)$

La seule détermination expérimentale de $n_e(r)$ et $n_i(r)$ a été effectuée récemment dans un plasma créé par laser et permet d'avoir $n_e(r)$ pour $n_e > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [4.7]. La densité électronique reste pratiquement constante du coeur du plasma jusqu'à $x = 0,6$ à $0,7 R$ (R rayon du plasma) puis diminue assez rapidement pour s'annuler pour $x = R$.

4.5.4 - Gradient de température

Le profil de la température peut être obtenu d'une manière approchée en supposant la pression uniforme dans la boule de plasma.

En effet si dans l'équation (2.36) nous négligeons les termes d'accélération et quadratique il vient :

$$\frac{\partial}{\partial r} (2n_e + n_a) kT = 0 \quad (2.53)$$

$$\text{soit } (2n_e + n_a) kT = \chi n_o kT_o \quad (2.54)$$

$n_o kT_o$ est la pression antagoniste et χ un coefficient déduit des valeurs de la pression moyenne (fin du chapitre 2).

4.6 - Solution numérique du système d'équations

Une solution numérique exacte d'un système d'équations analogues a été proposée par Poukey, Gérardo et Gusinow pour un plasma de recombinaison dans l'hélium [4.19].

La forme des profils trouvés est en bon accord avec celle que l'on peut déterminer à partir des considérations simples présentées ci-dessus.

Nous avons cherché une solution numérique adaptée à notre problème en utilisant une méthode de calcul analogue.

Les profils initiaux sont choisis au temps $t = 1$ micro-seconde :

a) Les profils de température et de densité des particules neutres sont calculés à partir de l'onde de choc.

La température à la limite de séparation plasma-milieu neutre est supposée différente de 300 °K. En effet lorsque l'onde de choc se détache elle réchauffe le milieu froid [4.20].

Par exemple en nous plaçant à $t = 5 \mu s$ et $P_o = 5 \text{ Atm}$, l'onde de choc freinée par la pression antagoniste balaie un volume $\Delta V \approx 0,2 \text{ cm}^3$.

Pour une énergie absorbée de 1,5 J les pertes par rayonnement sont estimées à 0,3 J et l'énergie effectivement contenue dans le plasma est :

$$E \approx \frac{3}{2} (2\bar{n}_e) (kT + E_I) \cdot V + \frac{3}{2} n_a kT \approx 0,4 \text{ J}$$

V est le volume du plasma $\approx 0,25 \text{ cm}^3$.

L'augmentation ΔT_0 de la température des particules froides sera en ordre de grandeur :

$$\frac{3}{2} n_0 k \Delta T_0 \cdot \Delta V \approx 0,8 \text{ J soit } \Delta T_0 \approx 1,3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K.}$$

b) La densité électronique est supposée, en accord avec [4.7], constante de $r = 0$ à $r = 0,6 R$ et subit une décroissance régulière pour atteindre $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $r = R$.

c) Les vitesses v_e et v_a sont supposées égales à 0.

d) Nous prendrons comme test le fait que $\bar{n}_e$ doive satisfaire aux conditions expérimentales :

$$\bar{n}_e \times \frac{4}{3} \pi R^3 = \int_0^R n_e(r) 4\pi r^2 dr \quad (2.55)$$

La résolution d'un tel système nécessite un pas d'intégration extrêmement petit (dt de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-11} s.). Les termes permettant de calculer les vitesses des particules subissent des fluctuations très rapides et les termes prépondérants dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement sont les termes P_{in} et $\frac{\partial}{\partial r} (2n_e kT)$ qui sont du même ordre de grandeur.

Les temps de calcul devenant infiniment longs cette méthode a été utilisée pendant les premières microsecondes.

Les résultats obtenus sont très voisins de ceux déterminés par les méthodes analytiques approchées et sont reproduits sur la figure 4.8 pour une densité électronique moyenne donnée $\bar{n}_e = 10^{+17} \text{ cm}^{-3}$ et une température de $\bar{T} = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

On constate que :

- la température sur les bords du plasma reste essentiellement déterminée par la densité des particules neutres.

- le profil de n_e est comparable à celui déterminé par Grey et Kerr pour une densité moyenne identique ; du fait de la forte recombinaison en bordure du plasma due à l'influence des particules neutres, n_e décroît plus rapidement.

- les particules neutres pénètrent d'autant plus que la pression de remplissage de l'enceinte est élevée. Le rapport

$\frac{n(1)}{n_e} \approx \frac{n_a}{n_e}$ atteint plusieurs ordres de grandeur sur la couche externe.

4.7 - Coefficients de recombinaison

Pour déterminer les coefficients de recombinaison à chaque instant et pour chaque pression, nous introduisons un jeu de profils déterminés par les méthodes approchées.

Ces profils sont réajustés par le calcul machine exact.

Les coefficients de recombinaison introduits sont ceux calculés par Drawin pour les processus $\text{He}^+ - e - e$ et $\text{He}^+ - e - \text{He}$.

On peut alors avoir $\gamma(r)$: les courbes de la figure 2.9 correspondent aux profils de la figure 4.8.

Ces résultats montrent que :

- Pour $P_0 = 1$ Atmosphère le coefficient de recombinaison radiativo-collisionnel avec les électrons γ_{RC} (processus $\text{He}^+ - e - e$) est toujours supérieur au coefficient de recombinaison avec les atomes γ_n (processus $\text{He}^+ - e - \text{He}$) sauf sur une coquille de très faible épaisseur. On peut donc conclure que dans ce cas, seul intervient le premier type de recombinaison.

- Pour $P_0 = 5$ Atmosphères, le coefficient de recombinaison γ_n est supérieur à γ_{RC} qui intervient très peu.

- Pour $P_0 = 20$ Atmosphères, la recombinaison a lieu sous l'influence des particules neutres.

- Le sens de variation des coefficients de recombinaison suit le sens de variation de la pression de remplissage de l'enceinte, ce qui est en accord avec nos mesures.

- Il n'y a pratiquement aucune recombinaison au coeur du plasma, la densité électronique décroît par diffusion des particules.

- Le calcul du coefficient de recombinaison moyen :

$$\overline{\gamma(t)} = \frac{1}{n_e^2 v_0} \int_0^R \gamma(n_e, n_a, T, r, t) n_e^2(r, t) 4\pi r^2 dr \quad (2.56)$$

montre un accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales.

CONCLUSION

Les études théoriques de la recombinaison d'un plasma sont très nombreuses et se poursuivent à l'heure actuelle.

Il est fréquent que, pour des plasmas de mêmes caractéristiques, les valeurs des coefficients de recombinaison données par les divers auteurs diffèrent d'un à plusieurs ordres de grandeur lorsque la densité et la température électroniques sont suffisamment élevées.

Les décharges créées par laser, permettant d'obtenir des plasmas chauds et denses, il nous a paru intéressant d'entreprendre une étude des mécanismes de recombinaison dans ce domaine peu exploré expérimentalement.

Notre travail a mis en évidence les faits suivants :

- pour les théories de la recombinaison radiativo-collisionnelle utilisant le formalisme de l'équation de Fokker-Planck (Gurevitch - Pitaevski - Abramov et Smirnov, etc ...) les coefficients de recombinaison sont indépendants de la nature du gaz ; or nos résultats expérimentaux pour l'hélium présentant des écarts importants avec les valeurs obtenues par ces théories, nous pensons donc qu'il est préférable de partir des équations cinétiques (Bates, Kingston et Mc Whirter ; Drawin et Emard) appropriées à chaque gaz et tenant compte de sections efficaces aussi exactes que possibles pour tous les processus collisionnels considérés;

- pour des degrés d'ionisation suffisamment élevés, la recombinaison est du type $\text{He}^+ - e - e$ et nos résultats sont en bon accord avec les récents travaux de Drawin et Emard;

- dès que le rapport $\frac{n_e}{n(1)}$ est inférieur à 10^{-3} , la recombinaison sous l'influence des collisions atomiques se fait sentir et devient le mécanisme de recombinaison essentiel pour $\frac{n_e}{n(1)} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ (Mécanisme $\text{He}^+ - e - \text{He}$). Cette conclusion est en contradiction avec les travaux de Bates, Khare et de Pitaevski pour lesquels le degré d'ionisation doit être de l'ordre de 10^{-7} pour qu'une quelconque influence des particules neutres se fasse sentir ; mais, là encore, nos résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les valeurs théoriques calculées par Drawin.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

- [4.1] H.W. DRAWIN et F. EMARD. Rapport EUR.CEA.FC-534 (1970).
F. EMARD. Thèse de 3ème cycle - Paris (1971).
H.W. DRAWIN et F. EMARD. Z. Physik 243, 326-340 (1971).
- [4.2] H.W. DRAWIN. Z. Physik, 225, 483-493 (1969) et Rapport EUR.CEA.FC-515 (1969).
- [4.3] M.M. LITVAK and D.F. EDWARDS. J. App. Phys. 37, 4462 (1966).
- [4.4] J. BRETAGNE. Rapport interne L.P. 122 (1970).
- [4.5] D.R. BATES and S.P. KHARE. Proc. Phys. Soc., 85, 231 (1965).
- [4.6] CHE JEN CHEN. Phys. Rev. 117, 1, 245 (1969).
- [4.7] M. HUGENSCHMIDT et K. VOLLRATH. C.R.A.S. 272 B, 36 (1971).
- [4.8] S.I. BRAGINSKY. Problèmes de la théorie des Plasmas.
M.A. LEONTOVICH, Tome I, Moscou (1963).
- [4.9] N.G. BASOV and O.N. KROKHIN. Sov. Phys. J.E.T.P. 19, 1 (1964).
- [4.10] D.R. BATES and A.E. KINGSTON. Proc. Roy. Soc. A 279, 10 (Part I) (1964) ; A 279, 32 (Part II) (1964).
- [4.11] L. SPITZER. Physique des gaz complètement ionisés. Dunod - Paris, p. 80 (1959).
- [4.12] P.M. BANKS. Ann. Geophys. 22, 577 (1966).
- [4.13] A.N. KAUFMAN. Plasma Physics in Theory and Application (Mc Graw-Hill Book Company, New-York) (1966).
- [4.14] D.J. COLLINS, R. GREIF and A.E. BRYSON Jr. Intern. J. Heat Mass Transfer, 8, 1209 (1965).
- [4.15] B. LEHNERT. Nuc. Fus. 8, 173 (1968).
- [4.16] E.P. GRAY and D.E. KERR. An. of Phys. 17 (1962).
- [4.17] S.C. BROWN. Basic Data of Plasma Physics, Massachusetts Institute of Technology (1959).
- [4.18] R.S. DEVOTO and C.P. LI. J. Plasma Phys. 2, 1, 17 (1968).
- [4.19] J.W. POUEY, J.B. GERARDO and M.A. GUSINOW. Phys. Rev. 179, 1, 211 (1969).
- [4.20] G. LAMPIS. Quartely Progress Report 83, 41-52 (1967).

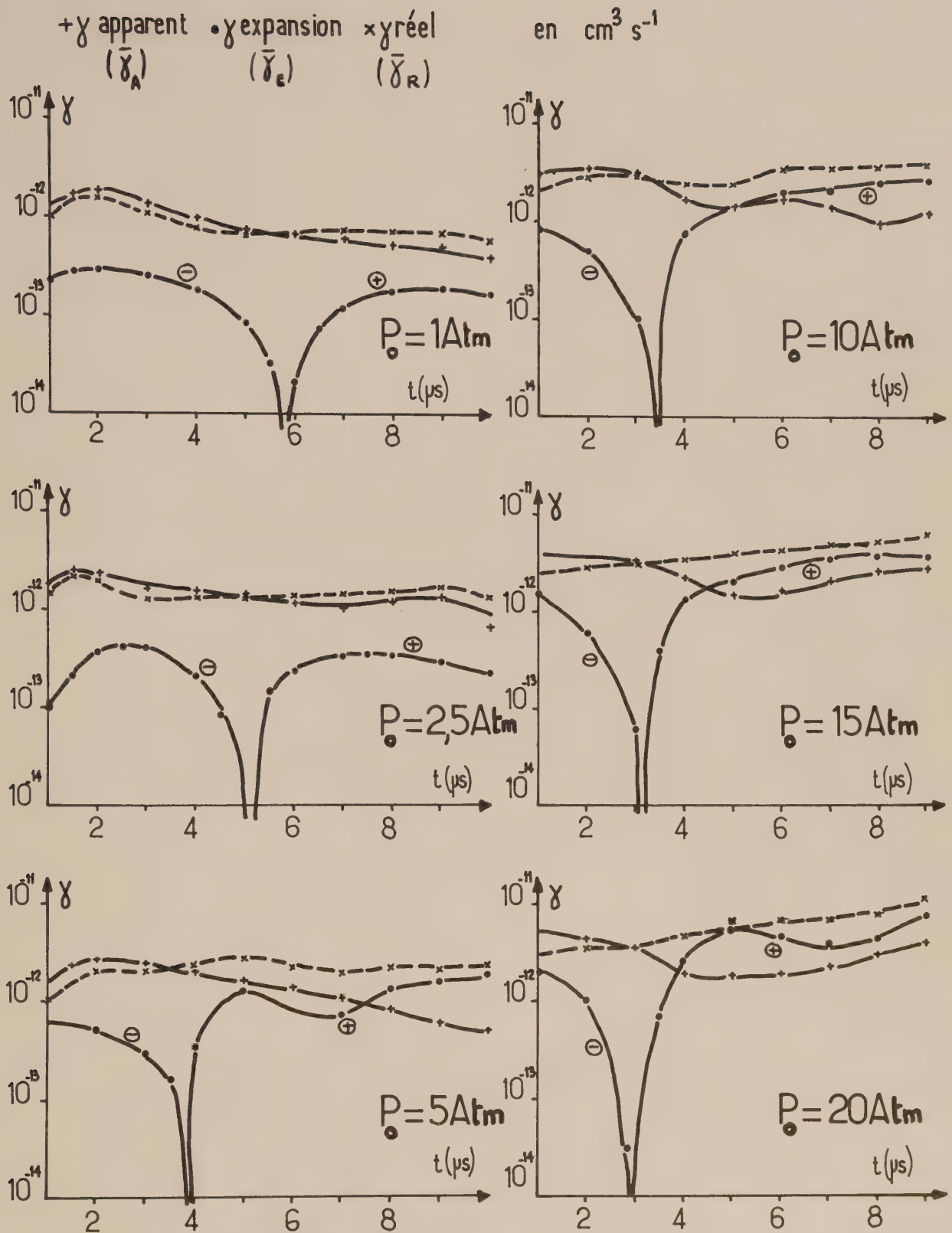


Fig. 4.1 a - Evolution du coefficient de recombinaison apparent moyen $\bar{\gamma}_A$, du coefficient d'expansion $\bar{\gamma}_E$ et du coefficient de recombinaison réel moyen $\bar{\gamma}_R$ au cours du temps ($t < 10 \mu\text{s}$) pour différentes pressions de remplissage de l'enceinte.

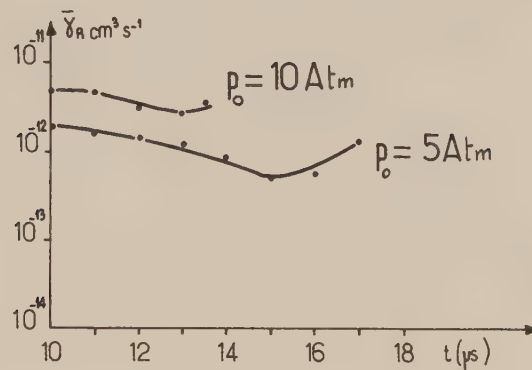
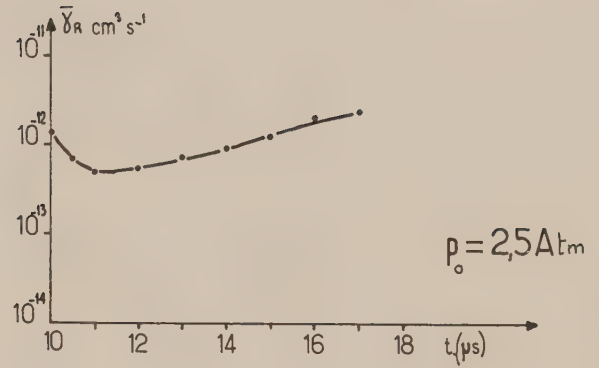
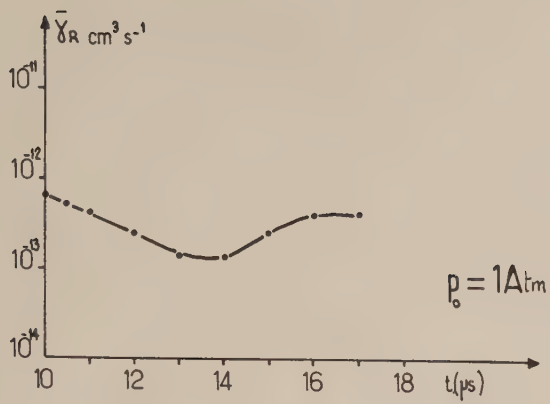


Fig. 4.1 b - Evolution du coefficient de recombinaison réel moyen $\bar{\gamma}_R$ au cours du temps ($t \geq 10 \mu\text{s}$) pour différentes pressions de remplissage

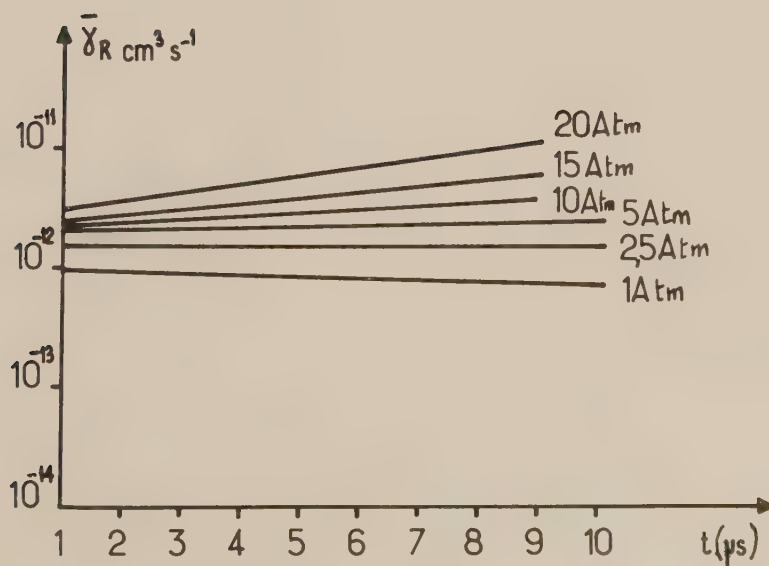


Fig. 4.1 c - Evolution du coefficient de recombinaison réel moyen $\bar{\gamma}_R$ au cours du temps pour différentes pressions de remplissage de l'enceinte

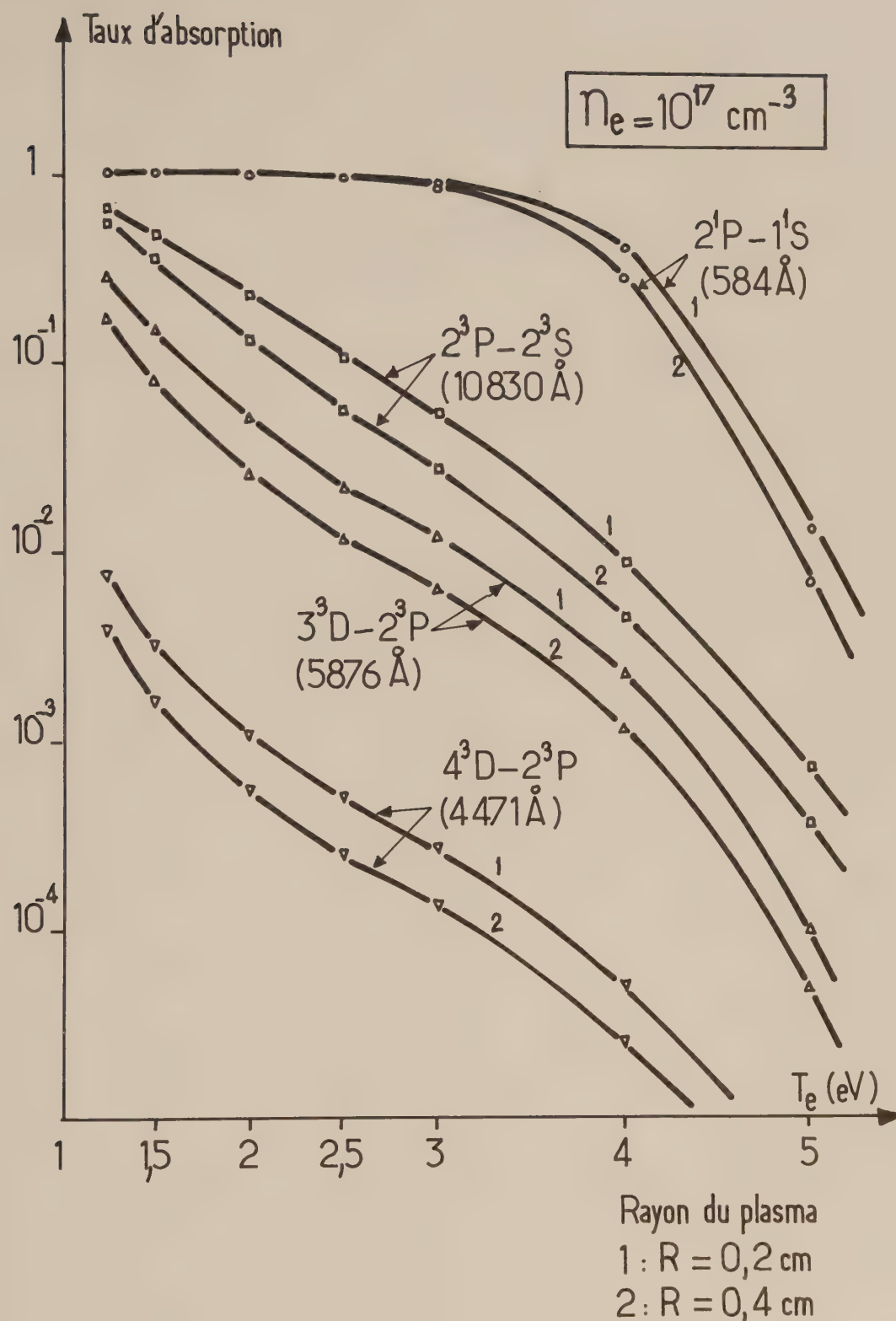


Fig. 4.2 - Coefficient d'auto-absorption du plasma pour différentes raies, calculé dans le cas d'une densité électronique moyenne $\bar{n}_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, d'une température électronique moyenne comprise entre 1 et 5 eV avec des valeurs du rayon de plasma : $R = 0,2 \text{ cm}$ (courbe 1) et $R = 0,4 \text{ cm}$ (courbe 2)

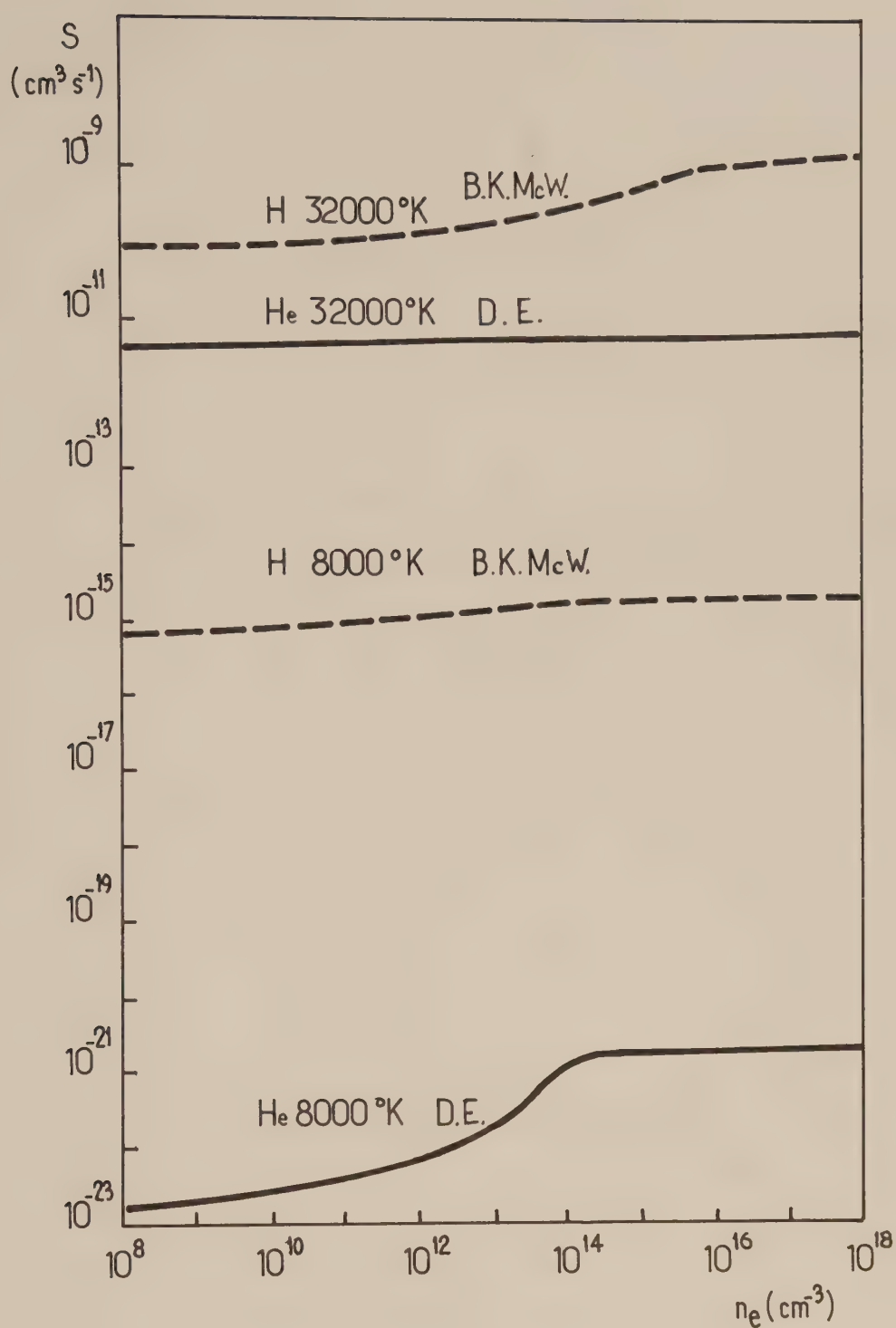
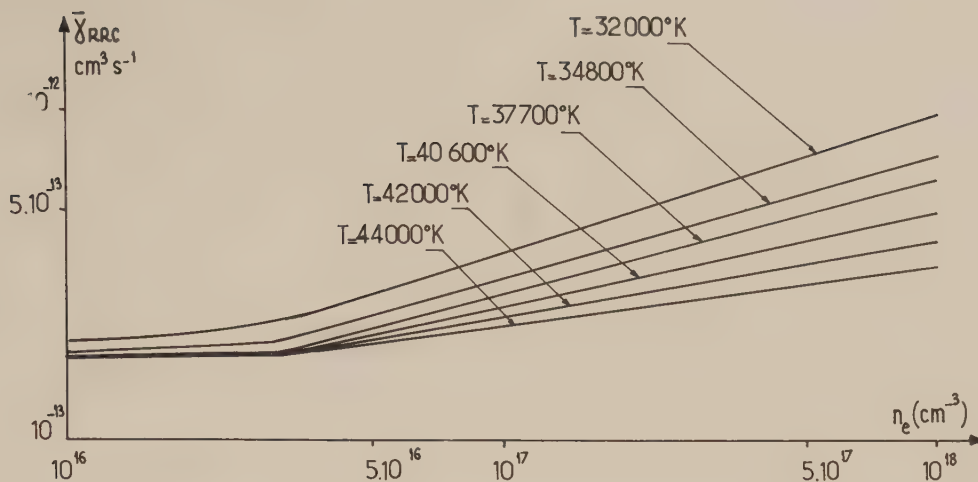


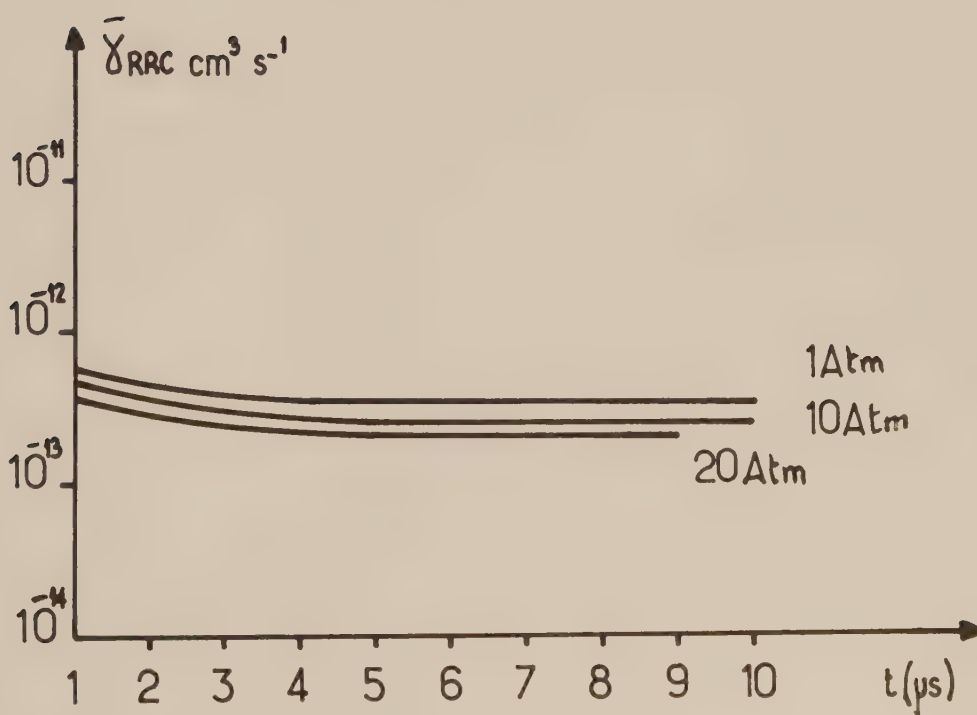
Fig. 4.3 - Comparaison des coefficients de réionisation S donnés par les théories de B.K.Mc W. pour l'hydrogène et les théories de D.E. pour l'hélium, dans les cas de plasmas optiquement minces pour différentes températures et densités électroniques.

Fig. 4.4



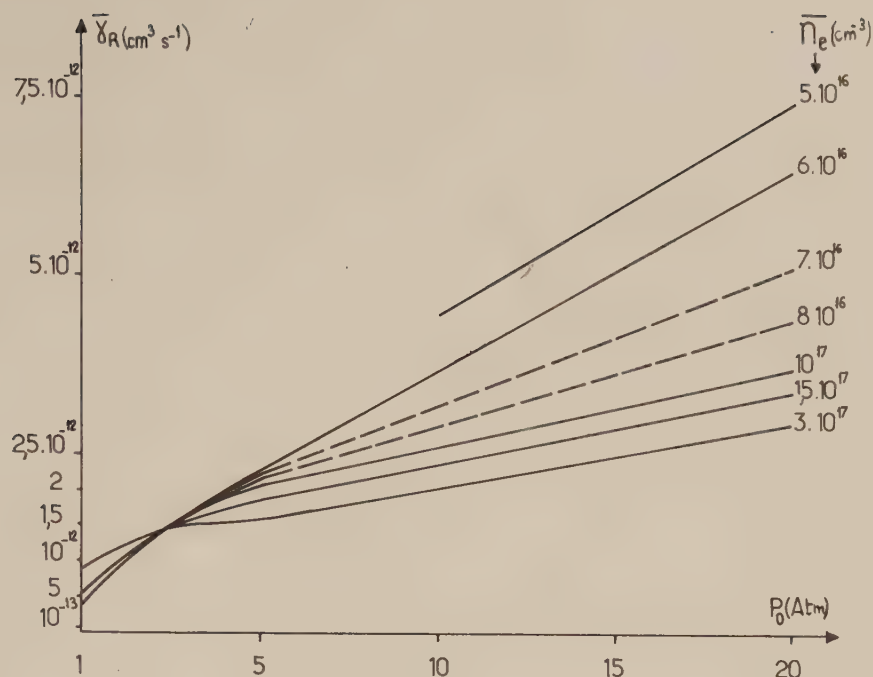
Coefficients de recombinaison réels radiativo-collisionnel $\bar{\gamma}_{RRC}$ (processus $\text{He}^+ + e + e$) calculés d'après les théories de Drawin pour des gammes de densité et température électroniques encadrant notre domaine expérimental.

Fig. 4.5



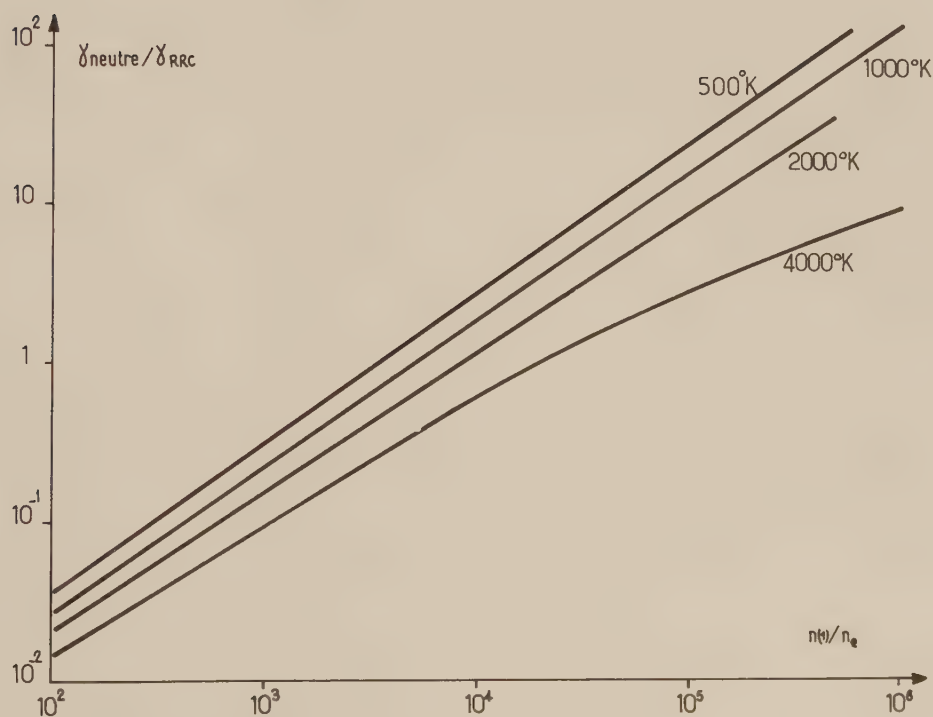
Evolution du coefficient de recombinaison réel radiativo-collisionnel $\bar{\gamma}_{RRC}$ (processus $\text{He}^+ + e + e$) d'après les théories de Drawin en utilisant les valeurs expérimentales de $\bar{n}_e$, $\bar{T}_e$ et les valeurs calculées de $n(1)$

Fig. 4.6



Valeurs des coefficients de recombinaison réels moyen $\bar{\gamma}_R$ expérimentaux en fonction de la pression de remplissage pour différentes valeurs de la densité électronique moyenne $\bar{n}_e$

Fig. 4.7



Valeurs du rapport du coefficient de recombinaison sous l'influence des neutres (processus $\text{H}^+ + e + \text{H}$) au coefficient de recombinaison sous l'influence des collisions électroniques ($\text{H}^+ + e + e$) en fonction du rapport $n(I) / n_e$ ($n(I)$ densité des neutres dans l'état fondamental). D'après les résultats de Drawin.

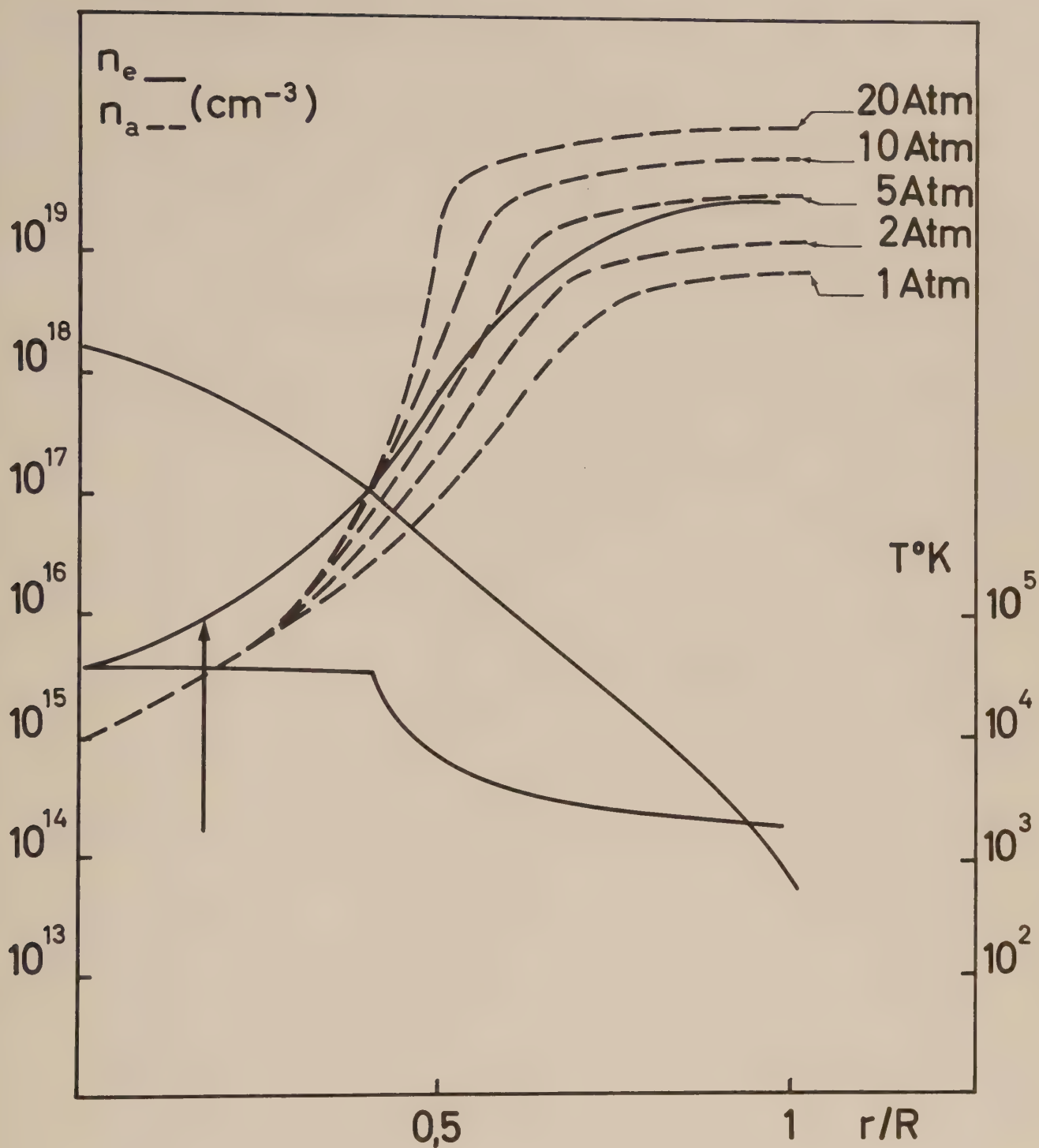


Fig. 4.8 - Distributions radiales de la densité électronique ($\bar{n}_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), de la température ($\bar{T} = 3 \cdot 10^4 \text{ }^{\circ}\text{K}$) et de la densité des neutres n_a pour différentes pressions de remplissage, obtenues par le calcul numérique.

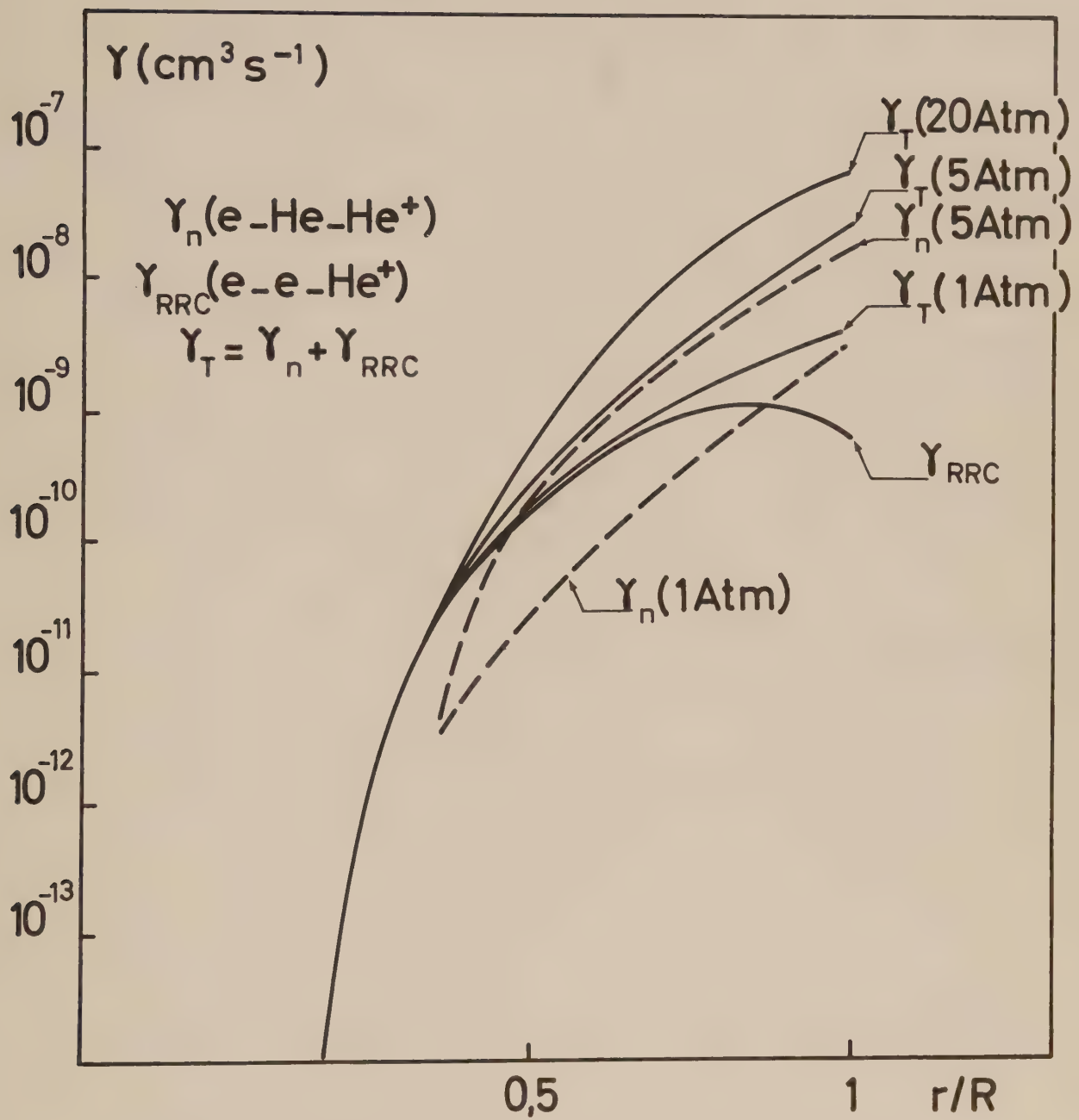


Fig. 4.9 - Profils radiaux des coefficients de recombinaison
 ($\gamma_n = \gamma_{\text{neutres}}$)

PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

E_O	énergie absorbée par le plasma lors du claquage.
E_I	énergie d'ionisation.
E_H	énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV).
E_{He}	énergie d'ionisation de l'hélium (24,58 eV).
E_p	énergie du niveau de nombre quantique principal égal à p ($E_1 = 0$ pour le niveau fondamental).
$E'_p = E_I - E_p$	énergie d'ionisation du niveau p.
E_{∞}	énergie d'un électron comptée 0 au niveau continu et négative lorsque l'électron est lié.
n	nombre quantique.
n_a	densité des atomes neutres dans le plasma quel que soit leur état d'excitation.
n_e	densité électronique.
n_o	densité des atomes neutres à l'extérieur du plasma.
n_i^+	densité des ions chargés une fois.
n_i^{++}	densité des ions chargés deux fois.
$n(p)$	densité des atomes excités dans l'état p.
$n(1)$	densité des atomes du plasma dans l'état fondamental ($n(1) \approx n_a$).
$n_E(p)$	densité des atomes dans l'état p à l'E.T.L.
$n_{z-1,p}$	densité des particules z fois chargées dans l'état p ($z = 1$ atome neutre).
l, q	nombres quantiques.
$\vec{p}$	moment cinétique de l'électron.
P	pression moyenne du plasma.
P_o	pression de remplissage de l'enceinte ou pression antagoniste.

S	coefficient de réionisation.
T ou T_e	température électronique.
T_a	température des atomes neutres dans le plasma.
T_i^+	température des ions.
T_o	température des atomes neutres à l'extérieur du plasma.
α	coefficient de recombinaison absolu.
α_c	coefficient de recombinaison collisionnelle absolu.
α_R	coefficient de recombinaison radiative absolu.
α_{RC} (ou α_{RRC})	coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle absolu sous l'influence des collisions électroniques (processus $He^+ - e - e$ ou $H^+ - e - e$).
γ ou γ_R	coefficient de recombinaison réel (γ_T sur la figure 4.9).
γ_A	coefficient de recombinaison apparent.
γ_c	coefficient de recombinaison collisionnelle, réel sous l'influence des collisions électroniques (processus $He^+ - e - e$ ou $H^+ - e - e$).
γ_d	coefficient de recombinaison dissociative.
γ_E	coefficient d'évolution ou d'expansion.
γ_n	coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle réel sous l'influence des collisions atomiques (processus $He^+ - e - He$ ou $H^+ - e - H$).
γ_{RC} (ou γ_{RRC} sur les figures)	coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle réel sous l'influence des collisions électroniques.

APPENDICE

SECTIONS EFFICACES DE DRAWIN POUR L'HELIUM

La manière de traiter les problèmes de recombinaison en tenant compte de tous les processus collisionnels et radiatifs et de la nature exacte de l'atome d'hélium constitue un net progrès par rapport aux travaux antérieurs.

Les formes analytiques des sections efficaces, très voisines des résultats expérimentaux, introduites par Drawin pour les processus collisionnels nous apparaissent d'un intérêt considérable.

1 - NOTATIONS EMPLOYEES

- a_0 rayon de la première orbite de Bohr.
- E énergie de la particule incidente.
- E_H énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV).
- E_p énergie du niveau p .
- E'_p énergie d'ionisation du niveau p .
- f_{pq} force d'oscillateur de la transition $p \rightarrow q$.
- m masse de l'électron.
- M masse de l'atome d'hélium.
- M_H masse de l'atome d'hydrogène.
- Q_{pq} constante dépendant de la transition $p \rightarrow q$.

$$U_{pq} = \frac{E}{E_q - E_p}$$

$$W_p = \frac{E - E_p}{E_p}$$

$$W_{pq} = W_q - W_p$$

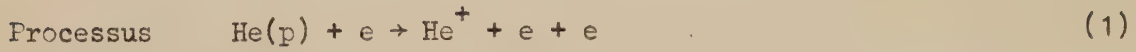
ξ_p coefficient ≈ 2 pour $p = 1$ et ≈ 1 pour $p = 1$.

$f_p, \beta_p, \beta_{pq}, \xi_{pq}$ coefficients ≈ 1

2 - SECTIONS EFFICACES

2.1 - Collisions électroniques

2.1.1 - Section efficace d'ionisation



$$\sigma_p = 2,66 \pi a_o^2 \left(\frac{E_H}{E_p} \right)^2 \xi_p \frac{\frac{E_p}{E_H} - 1}{\left(\frac{E_p}{E_H} \right)^2} \ln \left(1,25 \beta_p \frac{E_p}{E_H} \right) \quad (2)$$

2.1.2 - Section efficace de collisions inélastiques



2.1.2.1 - Transitions optiquement permises

$$\sigma_{pq} = 4 \pi a_o^2 \left(\frac{E_H}{E_q - E_p} \right)^2 f_{pq} \xi_{pq} \frac{U_{pq} - 1}{U_{pq}^2} \ln \left(1,25 \beta_{pq} U_{pq} \right) \quad (4)$$

2.1.2.2 - Transitions optiquement interdites

2.1.2.2.1 - Transition singulet → singulet

$$\sigma_{pq} = 4 \pi a_o^2 Q_{pq} U_{pq}^{-1} (1 - U_{pq}^{-1}) \quad (5)$$

2.1.2.2.2 - Transition singulet → triplet

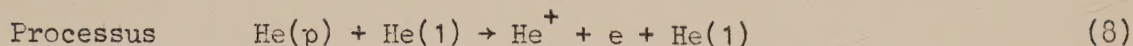
$$\sigma_{pq} = 4 \pi a_o^2 Q_{pq} \frac{U_{pq}^2 - 1}{U_{pq}^5} \quad (6)$$

2.1.2.2.3 - Transition triplet → singulet

$$\sigma_{pq} = 4 \pi a_o^2 Q_{pq} U_{pq}^{-1} \quad (7)$$

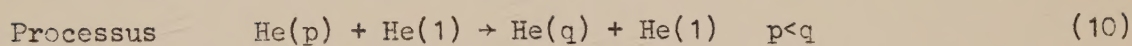
2.2 - Collisions atomiques

2.2.1 - Section efficace d'ionisation



$$\sigma_p' = 4 \pi a_0^2 \left(\frac{E_H}{E_p} \right)^2 \xi_p f_p \frac{2m}{M_H} \frac{W_p - 1}{\left[1 + \frac{2m}{M} (W_p - 1) \right]^2} \quad (9)$$

2.2.2 - Section efficace d'excitation



$$\sigma_{pq}' = 4 \pi a_0^2 \left(\frac{E_H}{E_q - E_p} \right)^2 f_{pq} \frac{2m}{M_H} \frac{W_{pq} - 1}{\left[1 + \frac{2m}{M} (W_{pq} - 1) \right]^2} \quad (11)$$

3 - REMARQUE

Les coefficients des réactions mentionnées ci-dessus s'obtiennent en calculant la moyenne du produit σw où w désigne la vitesse de la particule incidente. Les coefficients des réactions inverses s'obtiennent en écrivant la micro-réversibilité des processus.

